SÉRIE A, N° 4617
N° D'ORDRE 5464

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marie Lise LORY-CHANIN

1re THÈSE : Structure physique des raies de résonance émises par un nuage artificiel d'alcalins, et mesure de la température de l'ionosphère.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté :

Les radio-sources quasi-stellaires.

Soutenues le 14 Juin 1965 devant la Commission d'examen :

MM. KASTLER *Président.*

BLAMONT
CHABBAL } *Examinateurs.*
DONAHUE

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole France
PARIS 7e

Série A, n° 4617
N° d'ordre 5464

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marie-Lise LORY-CHANIN

1re THÈSE : Structure physique des raies de résonance émises par un nuage artificiel d'alcalins, et mesure de la température de l'ionosphère.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté :

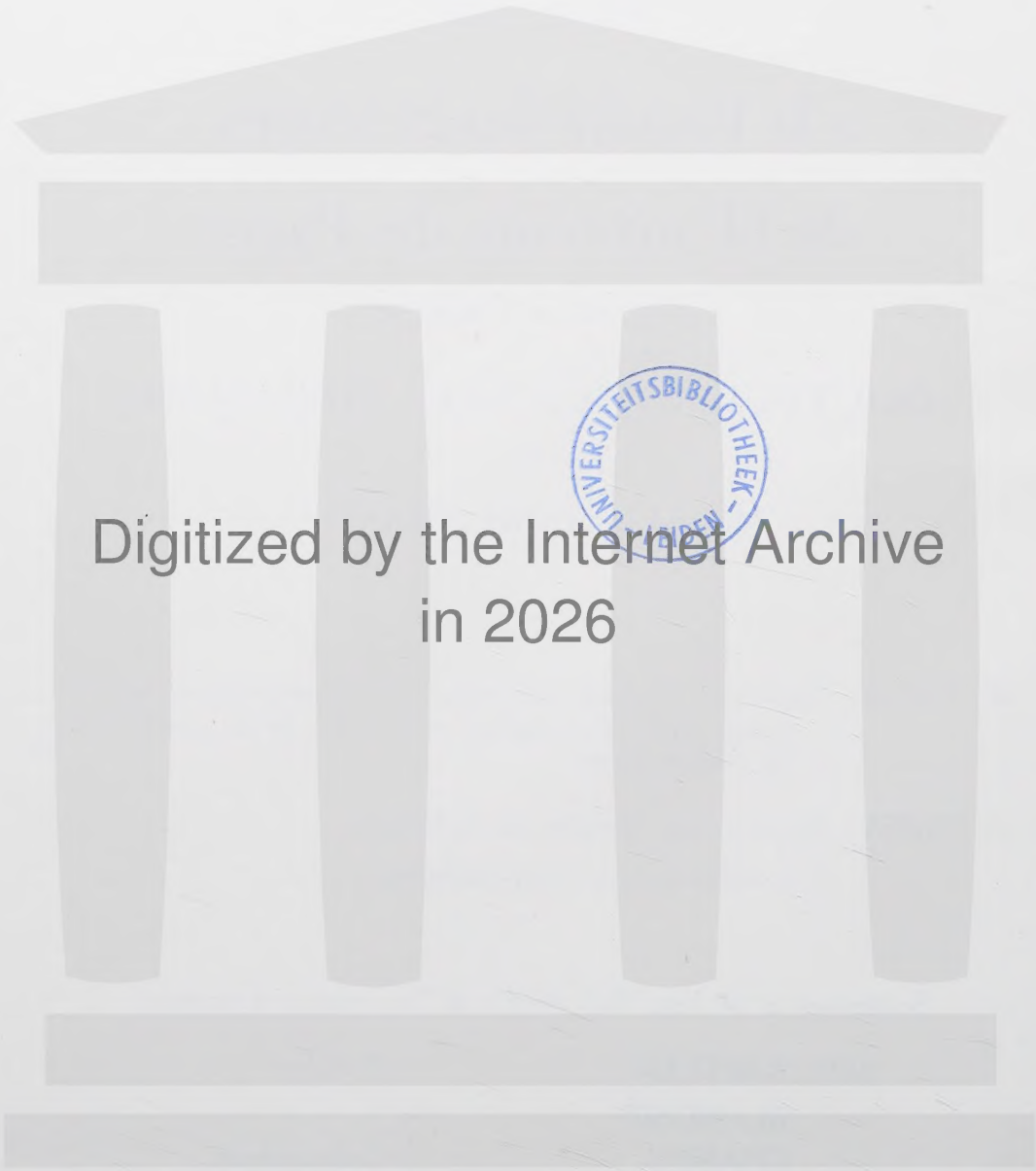
Les radio-sources quasi-stellaires.

Soutenues le 14 Juin 1965 devant la Commission d'examen :

MM. KASTLER — *Président.*

BLAMONT, CHABBAL, DONAHUE — *Examinateurs.*

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole France
PARIS 7e


UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN
Digitized by the Internet Archive
in 2026
https://archive.org/details/IA41534910_0003

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen . . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

BRELOT . . . . . T Analyse supérieure.
PRENANT . . . . T Anatomie et histologie comparée.
GRASSE . . . . . T Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST . . . . T Chimie organique.
WYART . . . . . T Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER . . . . T Zoologie.
MANGENOT. . . . T Biologie végétale (Orsay).
AUGER . . . . . T Physique quantique et relativité.
MONNIER . . . . T Physiologie générale.
PIVETEAU . . . . T Paléontologie.
ROCARD . . . . . T Physique (E. N. S.).
CARTAN . . . . . T Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE . . . . T Chimie générale.
N. . . . . T Géométrie supérieure.
COULOMB . . . . T Physique du globe.
Mlle COUSIN . . . T Biologie animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN . . . . T Chimie minérale.
BOCQUET . . . . T Zoologie.
KASTLER . . . . T Physique (E. N. S.)
EPHRUSSI . . . . T Génétique.
RIVIÈRE . . . . T Géologie S. P. C. N. et Sédimentologie (Orsay).
GAUTHERET . . . T Biologie végétale P. C. B.
LUCAS R. . . . . T Recherches physiques.
THOMAS A. . . . T Biologie cellulaire.
ARNULF . . . . . T Optique appliquée.
MORAND. . . . . T Physique enseignement.
SOLEILLET . . . T Physique (P. C. B.).
FORTIER. . . . . T Mécanique expérimentale des fluides.
DRACH . . . . . T Zoologie.
QUENEY. . . . . T Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN. . . . . T Embryologie.
EICHORN . . . . T Botanique.
DE CUGNAC . . . T Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS . . T Chimie physique.
THELLIER . . . . T Physique du globe.
L'HÉRITIER . . . T Biologie générale (Orsay).
GRIVET . . . . . T Radioélectricité (Orsay).
PONCIN . . . . . T Mécanique générale.
DU BREIL . . . . T Arithmétique et Théorie des nombres.
QUELET . . . . . T Chimie organique.
CAGNIARD . . . . T Géophysique appliquée.
CHAMPETIER . . . T Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER . . . T Micropaléontologie.
JUNG . . . . . T Géologie.
TRILLAT . . . . T Microscopie et Diffraction électronique.
WIEMANN . . . . T Chimie organique et structurale.
JACQUINOT. . . . T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).
VASSY. . . . . T Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES . . . T Théorie physique.
AMIEL. . . . . T Chimie générale.
HOCART . . . . . T Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU . T Physique optique.
COUTEAUX . . . T Cytologie.
MAY . . . . . T Zoologie.
CHOQUET . . . . T Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN. . . . T Biologie végétale marine.
GUINIER . . . . T Physique des solides (Orsay).
JOST . . . . . T Physiologie comparée
FORTET . . . . . T Calcul des probabilités et Physique mathématiques.
SCHWARTZ . . . . T Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD . . . . T Physiologie végétale.
MALAVARD. . . . T Aviation (technique aéronautique),
NORMANT . . . . T Synthèse organique.
BENARD . . . . . T Chimie minérale.
BUVAT . . . . . T Botanique (E. N. S.).
DUGUE . . . . . T Statistique mathématiques.
SOULAIRAC . . . T Psychophysiologie.
ULRICH . . . . . T Physiologie végétale appliquée.
MARÉCHAL . . . T Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN . . . T Théories chimiques.
CHADEFAUD . . . T Botanique.
Mlle LE BRETON . T Physiologie de la nutrition.
LELONG . . . . . T Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS. . . . T Anatomie et histologie comparée.
EHRESMANN . . . T Topologie algébrique.
FRANCON . . . . T Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD . . . T Géographie physique et géologie.
DODEMENT . . . T Mathématiques (M. G. P.).
PISOT . . . . . T Technique mathématique de la physique.
ROCH . . . . . T Géologie.
SCHATZMANN . . T Astrophysique.
TERMIER . . . . T Géologie générale.

ZAMANSKY . . . T Mathématiques générales.
LENNUIER . . . . T Physique (M. G. P.).
RIZET . . . . . T Génétique (Orsay).
ROUTHIER . . . . T Géologie appliquée.
Mme TONNELAT . T Physique théorique.
DIXMIER . . . . T Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY . . . . T Chimie générale.
AIGRAIN . . . . T Électrotechnique générale.
BRUSSET. . . . . T Chimie systématique.
M. LÉVY . . . . T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX . . . T Chimie biologique.
Mme HUREL PY. . T Biologie végétale (P. C. B.).
PANNETIER . . . T Chimie générale.
BRUN . . . . . T Mécanique des fluides I.
LEDERER . . . . T Chimie biologique (Orsay).
Mme DUBREIL . . T Mathématiques (Agrégation).
Mme LELONG . . T Mathématiques II (E. N. S.).
BELLAIR. . . . . T Géologie (S. P. C. N.).
COTTE. . . . . T Physique électricité.
DUBOIS (J. E.) . . T Chimie organique.
LAMOTTE . . . . T Zoologie (E. N. S.).
MICHEL A. . . . T Chimie minérale Orsay.
OLMER . . . . . T Énergétique générale.
ROUAULT . . . . T Électricité (Orsay).
GAUTHIER . . . . T Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ . . . T Chimie physique.
BROSSEL. . . . . T Physique atomique.
BUSER . . . . . T Physiologie comparée.
CAMUS . . . . . T Physiologie végétale.
CASTAING . . . . T Physique II thermod. (Orsay).
CURIEN . . . . . T Minéralographie et Cristallographie.
MOYSE . . . . . T Physiologie végétale (Orsay).
Mme CHARNIAUX-COTTON . . . . . T Évolution des êtres organisés.
POSSOMPES. . . . T Zoologie.
PULLMANN. . . . T Chimie quantique.
TEILLAC . . . . T Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).
TONNELAT . . . T Biologie physico-chimique (Orsay).
VILLE . . . . . T Économétrie.
WILLEMART . . . T Chimie (P. C. B.).
DODE . . . . . T Chimie (Orsay)
FREYMANN . . . T Recherches physiques.
GUINOCHET . . . T Biologie végétale (S. P. C. N.) (Orsay).
ROLLET . . . . . T Chimie minérale.
Mlle JOSIEN . . . T Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY . . . T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT . . . . T Électronique (Orsay).
CHAPELLE . . . . T Physique I (Orsay).
DELANGE . . . . T Mathématiques I (Orsay).
DENY . . . . . T Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN . . . . T Mécanique théorique des fluides.
LUCAS. . . . . T Géologie.
ALLARD . . . . . T Chimie physique.
BERTHELOT . . . T Physique des particules fondamentales (Orsay).
BRICARD. . . . . T Météorologie et physique de l'atmosphère.
Mme ALBE FESSARD . . . . . T Psychophysiologie.
FRIEDEL. . . . . T Physique des solides (Orsay).
M. JULIA . . . . T Études des moléculaires complexes.
LENDER . . . . T Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).
MAGAT . . . . . T Physico-chimie des radio-éléments.
Mlle QUINTIN . . T Électrochimie.
MONOD . . . . . T Chimie du métabolisme.
BENOIT . . . . . T Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL . . . T Analyse numérique.
CHARLOT . . . . T Chimie analytique.
LEMÉE . . . . . T Écologie végétale (Orsay).
GUÉRIN . . . . . T Chimie (M. P. C.) (Orsay).
CHATELET . . . . T Chimie (P. C. B.).
JEAN . . . . . T Physiologie nucléaire (Orsay).
MATTLER . . . . T Physique (S. P. C. N.).
BERGERARD . . . T Zoologie (Orsay).
BERTEIN . . . . T Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES . . . T Radiochimie.
Mme COUTURE . . T Thermodynamique et Mécanique physique.
ELLEMBERGER . . T Géologie des grandes régions du globe (Orsay.)
FRANC . . . . . T Biologie animale (P. C. B.).
SCHNELL . . . . T Botanique tropicale.
STLKOWSKI . . . T Physiologie végétale.
ACHER . . . . . T Chimie biologiques.
BAUDOIN . . . . T Biologie animale (P. C. B.),

BEAUMONT. . . .	T	Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOUREAU	T	Botanique.
CURIE D.		Physique (M. G. P.).
DURAND DELGA .	T	Géologie.
FRÉON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN.		Physique électricité.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle FOURCROY .		Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT		Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK . . .	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
BROCHARD. . . .	T	Physique (P. C. B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR.	T	Mathématiques I (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE.		Géographie physique et Géologie dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF. . . .	T	Physiologie animale (Orsay).
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT . . .		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P. C. B.).
JULLIEN J. . . .		Chimie S. P. C. N. (Orsay).
MALGRANE. . . .	T	Technique Math. de la Physique (Orsay).
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE .	T	Physique (E. N. S.) (Orsay).
CHEVAUGEON. . .	T	Botanique (Orsay).
KAHANE.	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Mathématiques E. N. S. féminines.
KOURGANOFF . .	T	Astronomie (Orsay).
THIRY.	T	Mécanique céleste,
ABELÈS		Physique (S. P. C. N.).
AMAT	T	Physique (P. C. B.).
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL . . .	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine Villefranche-sur-mer.
BRUHAT	T	Mathématiques (M. P. C.).
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique (M. G. P.) (Orsay).
DEHEUVELS . . .	T	Mathématiques propédeutiques.
D'ESPAGNAT . . .	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S. P. C. N.).
Mme GANS . . .	T	Génétique.
GENEVES		Biologie végétale (P. C. B.).
GUILBERT		Physique (C. U. S.) (Orléans).
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE. . . .	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P. C. B.).
MEYER		Physique propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL.		Biologie générale.
RAVIER		Pétrographie.
ROSEAU	T	Mécanique théorique des fluides.
ROUBINE		Électronique.
SILBER	T	Chimie (P. C. B.).
UEBERSFELD . .	T	Électronique.
YVON	T	Théories physiques.
HERVÉ	T	Mathématiques.
HERVÉ	T	Mathématiques.
NÉRON	T	Mathématiques (M. P. C.) (Orsay).
Mme PECKER-WIMEL.	T	Astrophysique.
BALKANSKY . . .		Physique (M. P. C).
LE CORRE	T	Électricité.
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay).
GOURDIN		Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
LEHMANN	T	Physique expérimentale des Hautes énergies.
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
ECHALIER		Biologie animale (P. C. B.).
BARRAUD		Physiologie cellulaire.
LIORET		Physiologie végétale (Orsay).
DARS		Géologie structurale et géologie appliquée.
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation).
VICHNIEWSKY . .	T	Mécanique industrielle.
BLAQUIÈRE . . .		Électronique (Orsay).
ARNOUS	T	Physique théorique.
TATIBOUET . . .		Chimie (C. S. U.) (Orléans).
MALLIAVIN. . . .	T	Mathématique propédeutique (Orsay).
GAUDEMAR . . .		Chimie propédeutique.
PEREZ Y JORBA .		Physique expérimentale des Hautes énergies (Orsay).
DAVID.	T	Chimie (agrégation) (Orsay).
BROUSSE	T	Mécénique théorique.
ROSCH	T	Astronomie.
GUY	T	Physique expérimentale.
LAZARD		Mathématiques (M. P. C.).
MOREL Pierre . .		Physique (M. P. C.).
ARSAC.		Programmation.
LEFEBVRE		Chimie (M. P. C.).
CHAPEVILLE . . .		Biochimie.
BENOIT		Physique C. P. E. M.
RIO		Chimie C. P. E. M.
JAUZEIN		Géologie E. N. S.
PREVOST Georges .		BV (C. P. E. M.).
FAVARD P.. . . .		BA (C. P. E. M.).
VILKAS		Chimie (C. P. E. M.).
Mlle FICINI . . .		Chimie (C. P. E. M.).
LEQUEUX		Astronomie.
COHEN-TANNOUDJI		Physique (M. P. C.).
TAVERNIER . . .		Physique (S. P. E. M.).
Mme ROIZEN . . .		Physique (S. P. E. M.).
DURAND M. . . .		BA (S. P. C. N.).
PASCAUD		Physiologie.
Mme PETIT. . . .		BA (C. P. E. N.).
BROUSSE.	T	Géologie (Orsay).
CAGNIAC.	T	Physique agrégation (Orsay).
LEBERRE.		Zoologie (Orsay).
SCHEFFER		Microbiologie (Orsay).
DE GENNES . . .		Physique des solides (Orsay).
RIOU		Physique nucléaire expérimentale (Orsay).
CLAUSER.	T	Chimie biologique (Orsay).
CHEVALIER. . . .	T	Physiologie animale (Orsay).
JANCOVICI		Physique atomique (Orsay).
FALK-VAIRANT . .		Physique nucléaire (Orsay).
FETIZON		Chimie propé (Orsay).
CERF		Mathématiques (Orsay).
LURCAT		Physique.
RIGAUDY		Chimie (S. P. C. N.).
SIGWALT.		Chimie (S. P. C. N.).
FOURNET		Électricité générale.
COLLONGUES . . .		Chimie (C. P. E. N.).
DUBERT		Biochimie.
LAVOREL		Biologie physico chimique.
MOREL F.		Physiologie comparée.
TALBOT		Génétique chimique.
Mme NOUGAREDE .		Botanique.
FRANÇOIS	T	Zoologie.
IVANOFF.	T	Océanographie physique.
CADIOT		Chimie organique.
BARUCH		Physique propédeutique
NOZIÈRES		Physique générale.
BOK.	T	Physique propédeutique.
SLONIMSKI. . . .		Génétique.

Secrétaire général : R. POULLAIN.

STRUCTURE PHYSIQUE DES RAIES DE RÉSONANCE ÉMISES PAR UN NUAGE ARTIFICIEL D'ALCALINS ET MESURE DE LA TEMPÉRATURE DE L'IONOSPHÈRE

par Marie-Lise Lory-Chanin

Service d'Aéronomie du C. N. R. S. Verrières-le-Buisson (S. et O.)

Résumé. — *Nous avons étudié la lumière de résonance émise par un nuage alcalin de façon à déterminer dans quelles conditions les formes de raies émises ont une largeur Doppler caractéristique de la température du milieu. En créant artificiellement de tels nuages en haute atmosphère, nous avons pu mesurer la température entre* 100 *et* 400 *km.*

Dans une première partie nous considérons les effets des différentes perturbations sur la lumière émise, principalement la diffusion multiple, et nous traitons le problème du transfert de rayonnement à l'intérieur du nuage.

Dans une seconde partie, nous décrivons la méthode d'absorption et nous présentons les températures obtenues sur des nuages de Na et K entre 100 *et* 400 *km de* 1959 *à* 1964. *La nature systématique des mesures nous permet d'établir la variation de la température avec l'altitude et le cycle solaire.*

Summary. — *We have studied the resonance radiation emitted by an alkali cloud, in order to understand under which conditions the line shape has a Doppler width caracteristic of the temperature of the medium. By artificially creating such clouds in the upper atmosphere, we have made measurements of the temperature at high altitudes.*

We first consider the effects of the different perturbations on the emitted radiation, mainly the multiple scattering, and we study the problem of radiative transfer inside the cloud.

The absorption technique is described and we present the resultant temperatures for experiments on Na and K clouds between 100 *and* 400 *km during the* 1959-1964 *period. The systematic nature of the measurements permits correlation with altitude and solar cycle.*

INTRODUCTION

Nuage artificiel de sodium
— 12 mars 1959 — Hammaguir.

La lumière diffusée par un milieu diffère du rayonnement incident qui l'excite d'une façon dépendant des propriétés de ce milieu. De l'étude de l'intensité et de la largeur de raie de la lumière diffusée, on peut déduire les caractères du milieu tels que la densité et la température. De façon à étudier une lumière diffusée monochromatique deux possibilités se présentent :

— La lumière incidente est monochromatique et la lumière diffusée par diffusion Rayleigh est centrée autour de la fréquence incidente.

— La lumière incidente est un spectre blanc capable d'exciter les fréquences propres de l'atome (raies de résonance).

La lumière solaire diffusée par les métaux alcalins présents à l'état libre dans la haute atmosphère est un exemple de ce dernier cas, et permet la détermination de la température ionosphérique à partir d'observations faites au sol. Au crépuscule, lorsque seules les hautes couches sont éclairées par la lumière solaire, les raies D du sodium, du lithium et du potassium sont présentes dans le spectre diffusé par le ciel. L'émission des raies D du sodium a été mise en évidence dès 1938 grâce aux travaux de Vuks et Tchernaiev et de Bernard [1]. Kastler et Bricard [2], [3] ont montré que cette

émission n'est pas due à une réaction chimique où interviendrait une molécule contenant du sodium, mais à l'excitation directe par la lumière solaire de la résonance optique du sodium : Au cours de leurs expériences, ils ont montré que la largeur de la raie correspond à une forme Doppler à 200 °K et que le taux de polarisation du doublet correspond à la valeur théorique dans le cas de la résonance optique (8 %).

La conséquence de ces travaux a été la proposition de Bates, en 1950, de projeter du sodium dans la haute atmosphère autour de l'altitude où s'observe la couche naturelle (90 $\pm$ 10 km) avec l'espoir d'obtenir un phénomène visible. En 1955 l'U. S. A. F. a obtenu le premier nuage de sodium, démontré que le phénomène était observable au-dessus de 90 km, et utilisé cette nouvelle technique pour mesurer la vitesse des vents dans l'atmosphère.

Dans le but de mesurer la température de l'ionosphère, J. Blamont a proposé alors d'adopter la technique précédemment utilisée par Kastler et Bricard [2] qui consiste à absorber la lumière de résonance par une cuve contenant de la vapeur saturante de sodium ; il a construit, en 1957, un appareil permettant de faire simultanément trois photographies d'un champ étendu, deux de ces photographies étaient obtenues à travers un filtre constitué de cuves à sodium de concentration différente. Cet appareil fut utilisé lors des premiers tirs du Service d'Aéronomie en mars 1959. Deux nuages de sodium, formés grâce à des fusées Véronique, ont permis de mesurer le rapport D_2/D_1, la polarisation et la largeur de raie de la lumière émise et ces mesures ont permis de dégager les principes qui sont exposés dans cette thèse.

Des mesures de température de l'ionosphère ont été faites dès 1960 grâce à la mise au point d'un système photoélectrique. Nous avons alors été invités par NASA à étendre nos mesures à haute altitude en participant à deux séries de tirs de fusées Javelin (déc. 1960 et sept. 1961) au cours desquelles notre technique a donné d'excellentes mesures pour la première fois dans la zone isotherme. Nous avons depuis multiplié les mesures en différents points du globe : à Colomb-Béchar (Algérie), à Fort-Churchill (Canada), à Thumba (Inde) et à Eglin A. F. B. Florida (U. S. A.).

En même temps nous améliorions notre technique :

— sur le plan des mesures, nous avons mis au point un système plus correct de calibration à lampe non renversée, perfectionné l'optique et construit un appareil utilisant le potassium.

— sur le plan théorique nous disposions d'une théorie simplifiée de la diffusion multiple due à C. Cohen-Tannoudji. Nous avons repris les calculs et résolu complètement le problème de la structure physique des raies (intensité, rapport D_2/D_1, largeur de raie) par la méthode développée par G. Thomas et T. M. Donahue à l'Université de Pittsburgh.

Dans ce travail nous présenterons les résultats obtenus avec le plan suivant :

— dans une première partie, nous exposerons le calcul de la diffusion multiple dans un nuage alcalin ;

— dans une deuxième partie nous décrirons les appareils et exposerons les résultats des mesures de température de l'ionosphère que nous avons obtenus.

Quelques résultats ont fait l'objet de publications antérieures [4, 17, 18, 25, 31, 32, 34, 35, 37, 38, 39, 40, 41, 42].

PREMIÈRE PARTIE

ÉMISSION DES RAIES DE RÉSONANCE PAR UN NUAGE ARTIFICIEL ALCALIN

CHAPITRE 1-1

PRODUCTION DES NUAGES ARTIFICIELS — DISPARITION — ÉQUILIBRE

PRODUCTION

Deux types de réactions peuvent être utilisés pour créer un nuage alcalin :

a) Réaction lente d'un mélange de thermite (Fe_2O_3 + Al) et de Na, K ou Li : elle libère le métal alcalin avec une durée d'émission qui peut atteindre 4 à 5 minutes. D'où la formation d'un nuage continu de l'altitude de 70 km jusqu'au sommet de la trajectoire, à la montée et à la descente. Cette technique est utilisée pour mettre en évidence la déformation du nuage sous l'action des vents et de la turbulence.

b) Réaction rapide d'un mélange de nitrate de Na, K, ou Cs et d'aluminium : d'où la formation de nuages ponctuels en un ou plusieurs points de la trajectoire de la fusée. L'emploi de cette technique est nécessaire à haute altitude, où une grande quantité d'atomes d'alcalins doit être émise à une altitude précise.

DISPARITION

L'altitude inférieure à laquelle un nuage est observable dépend de la réactivité de l'alcalin utilisé avec les composants de l'atmosphère, en particulier l'oxygène moléculaire et atomique. Dans le cas du sodium :

$$(1) \qquad Na + O_2 + M \rightarrow Na\,O_2 + M$$

$$(2) \qquad Na\,O_2 + O \rightarrow Na\,O + O_2$$

$$(3) \qquad Na\,O + O \rightarrow Na + O_2.$$

L'oxydation prédomine à basse altitude ; à 90 km les taux d'oxydation et de réduction sont identiques et au-dessus de cette altitude les réactions (2) et (3) sont prédominantes.

Nous pouvons penser que les autres alcalin-ont le même comportement : l'altitude, où les taux d'oxydation et de réduction sont du même ordre de grandeur, est variable : 80 km pour Li, 90 km pour K.

Nous avons fait une étude expérimentale du temps de disparition du sodium et du lithium dans l'atmosphère, en mesurant la variation avec le temps de l'épaisseur optique du nuage [4]. Les mesures, bien qu'imprécises, car il est difficile d'identifier un même point du nuage au cours de son évolution dans le temps, ont montré que l'épaisseur optique décroît plus vite que sous la seule influence de la diffusion moléculaire : les mesures faites sur des traînées de sodium et de lithium à 190 km ont indiqué une constante de temps de disparition de 15 à 20 minutes pour Li, et les mesures faites sur un nuage ponctuel de sodium à 220 km, une valeur de l'ordre de 10 minutes.

Nous avons pu produire et observer des nuages de sodium entre 80 et 650 km, et de potassium et lithium entre 80 et 200 km. La durée d'observation est évidemment une fonction du nombre d'atomes créés, mais en général (aux latitudes moyennes) l'observation est limitée par l'extinction du nuage due à la disparition de l'excitation solaire, et non par la disparition des atomes d'alcalins. Cependant, à Fort-Churchill (lat. 58 °N) en mai 1963, où les conditions d'excitation auraient permis d'observer le nuage pendant 3 heures, l'observation et les mesures n'ont été possibles que pendant 70 minutes, le nuage ayant à ce moment disparu sous les effets combinés de la diffusion, des vents et de la recombinaison.

ÉQUILIBRE AVEC L'ATMOSPHÈRE

Pour que les propriétés physiques de la lumière de résonance observée nous renseignent sur la haute atmosphère, il est nécessaire de vérifier que les atomes d'alcalins vont se mettre en équilibre avec le milieu ambiant :

Les fréquences de collisions sont suffisamment grandes pour qu'après une ou deux minutes, il y ait eu assez de chocs entre les atomes d'alcalins et les atomes et molécules du milieu.

Altitude km :	100	200	400
Fréquence de collisions : sec^{-1}	10^2	80	10^{-1}

D'autre part, les quantités d'alcalins créés artificiellement sont telles qu'après 10 minutes, la densité d'atomes alcalins est au plus 10^{-4} fois la densité du milieu ambiant, et ceci indépendamment de l'altitude (le calcul approché pour le sodium suppose une densité uniforme à l'intérieur du nuage, et un rendement de l'émission égal à 1) :

Altitude km	Quantité d'alcalin émis	Diamètre du nuage après 10 minutes	Densité d'atomes créés g/cm^3	Densité de l'atmosphère g/cm^3
100	100 g	Ø = 1 km	10^{-13}	10^{-9}
200	2 kg	Ø = 50 km	10^{-17}	5.10^{-12}
400	5 kg	Ø = 200 km	5.10^{-19}	10^{-15}

On peut donc considérer que les atomes alcalins n'interviennent pas pour modifier les caractéristiques thermiques du milieu, et qu'ils vont être soumis à l'agitation thermique des molécules et des atomes de l'atmosphère où ils sont placés.

CHAPITRE 1-2

DÉTERMINATION DU NOMBRE D'ATOMES EXCITÉS, ET LEUR RÉPARTITION A L'INTÉRIEUR DU NUAGE

Si un nuage alcalin reçoit un rayonnement contenant la fréquence ν_0 de la raie de résonance de l'alcalin, un certain nombre d'atomes absorbant des photons $h\nu_0$ vont passer à l'état excité, et après un temps très bref ($\sim 10^{-8}$ s) retomber à l'état fondamental en émettant des photons de résonance. Nous nous proposons de déterminer le nombre d'atomes excités pour un certain modèle, en fonction du nombre d'atomes neutres, et la répartition de ces atomes excités à l'intérieur du nuage.

Le nombre d'atomes *directement excités* par la radiation incidente varie comme $e^{-k\rho x}$ si k est le coefficient d'absorption, ρ, la densité d'atomes neutres, et x, la distance de pénétration. Si nous connaissons la densité et la répartition des atomes neutres à l'intérieur du nuage, la densité d'atomes excités directement se calcule très simplement. Mais, les photons sortant du nuage ne sont pas tous émis par les atomes aussitôt après leur excitation par le faisceau incident. Si l'épaisseur optique du milieu est grande nous devons considérer le phénomène de diffusion multiple : c'est-à-dire qu'un photon d'excitation directe ou « primaire » sera absorbé et réémis plusieurs fois par les atomes du milieu avant de parvenir à l'observateur. Nous nous proposons de calculer la loi de variation du nombre d'atomes excités en tenant compte de la diffusion multiple.

Auparavant, nous allons exposer les hypothèses qui permettent de mettre le problème en équation :

a) HYPOTHÈSES CONCERNANT LA GÉOMÉTRIE DU NUAGE ET LES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU RAYONNEMENT

1. Nous considérons un nuage « ponctuel » présentant une *symétrie sphérique*. La répartition d'atomes neutres à l'intérieur de ce modèle suit une *loi gaussienne* :

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-r^2/R^2)$$

r : distance d'un point au centre du nuage ;
R : constante que nous appellerons la dimension du nuage.

Cette hypothèse est justifiée pour un gaz diffusant dans un milieu dans lequel le coefficient de diffusion est constant. Nous conservons la symétrie sphérique pour traiter le problème du transfert de rayonnement, car nous ne pouvons pas traiter le problème localement comme dans la majorité des cas, en Astrophysique. Les épaisseurs optiques considérées sont relativement faibles ($\tau < 5$) et ce qui se passe en un point du nuage n'est pas indépendant du reste du nuage.

2. *Le rayonnement excitateur* n'a pas la symétrie du nuage. Il n'y a pas de source à l'intérieur du milieu. Le rayonnement excitateur peut être représenté par un faisceau de rayons parallèles, provenant du soleil. La symétrie du problème se réduit alors à une symétrie autour de l'axe soleil — centre du nuage.

Nous faisons l'hypothèse que le spectre du rayonnement excitateur est uniforme autour de la fréquence ν_0 correspondant à la raie de résonance.

3. Nous admettrons que le nuage est *isotherme* : ceci n'est qu'une première approximation si le nuage se situe entre 100 et 200 km où la température de l'atmosphère varie d'environ 7 °K/km (chap. 2.3) mais cette approximation est raisonnable si le nuage n'atteint pas des dimensions supérieures à 10 km. Nous supposons la distribution des vitesses maxwellienne, caractéristique de la température atmosphérique ambiante.

4. Nous faisons l'hypothèse que le nuage est *immobile*, c'est-à-dire que nous ignorons les perturbations telles que les vents, la diffusion, la turbulence.

5. Nous ne considérons que la *raie de résonance*, car sa probabilité d'excitation est très grande par rapport aux autres transitions. D'autre part, il n'y a pas de niveau métastable situé au-dessous, ou proche, du niveau excité, donc il n'y a pas excitation par échelons.

6. On admet que la *section efficace d'absorption* est déterminée seulement par l'effet Doppler, puisque le maximum d'absorption se produit au centre de la raie, et l'absorption sur les ailes est négligeable ($< 1/1000$ au-delà de $3\Delta\nu_D$, si $\Delta\nu_D$ est la largeur Doppler). D'autre part, l'élargissement par collisions peut être négligé, car le temps séparant deux collisions est très supérieur à la durée de vie du niveau excité ($\sim 10^{-8}$ s). (Nous avons vu

en effet que le temps entre 2 collisions variait de 10^{-3} à 10 s entre 100 et 400 km). La section efficace d'absorption sera donc donnée par :

$$K_\nu = K_0 \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right]$$

K_0 est le coefficient d'absorption au centre ν_0 de la raie.

7. Les raies de résonance des alcalins que nous considérons, correspondent à des transitions ($S_{1/2} - P_{1/2}$) pour D_1, et ($S_{1/2} - P_{3/2}$) pour D_2 et la séparation entre les niveaux de $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ est suffisamment grande par rapport aux largeurs des raies pour que les raies D_1 et D_2 soient distinctes. Cependant, la séparation des composantes de chacune de ces raies due à la structure hyperfine, n'est en général pas négligeable par rapport à l'élargissement Doppler. Nous allons cependant faire le calcul du transfert de rayonnement pour une *raie ayant un profil gaussien* dû à l'élargissement Doppler. Car nous pourrons toujours nous ramener à la limite au cas simple d'une ou plusieurs composantes gaussiennes — suivant les importances relatives de l'écart entre les composantes et de la largeur de raie.

8. Nous avons fait l'hypothèse d'un diagramme de *rayonnement isotrope*, bien que le doublet présente une anisotropie d'environ 10 % pour la diffusion primaire. Cette anisotropie ne peut être qu'inférieure à 10 % si l'on tient compte de la diffusion multiple, et nous l'avons négligée.

9. Nous avons fait l'hypothèse de *complète redistribution en fréquence*. En effet, si un atome absorbe un photon dans une direction, et le reémet dans une autre direction, les fréquences des photons sont différentes par suite de l'effet Doppler. Étant donné que nous nous intéressons aux photons émis dans une direction faisant un angle voisin de 90° par rapport à l'excitation solaire, cette hypothèse est justifiée puisque si $\Omega = 90°$, la redistribution est complète.

D'autre part, l'absorption se produit principalement au voisinage du centre ν_0 de la raie où le coefficient d'absorption varie rapidement, et cette redistribution ne peut être ignorée.

b) CALCUL DU NOMBRE D'ATOMES EXCITÉS EN CHAQUE POINT

Le calcul du transfert du rayonnement à l'intérieur du nuage a été fait en utilisant la méthode développée par G. E. Thomas [5], [6] pour l'étude de l'intensité de l'émission de Lyman α par la géocouronne. Pour une meilleure compréhension des résultats nous allons rappeler brièvement les principales étapes du calcul appliqué au cas d'un nuage à symétrie sphérique.

Nous rappelons l'équation du transfert du rayonnement développée par différents auteurs [7], [8], [9].

$$(1)\quad \frac{\delta}{\delta s} I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) = -K_\nu \rho\left(\vec{r}\right) I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) + j_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) \rho\left(\vec{r}\right).$$

Nous prenons comme centre des coordonnées le centre du nuage, puisque celui-ci a une symétrie sphérique, l'axe *oz* est choisi dans la direction de l'excitation solaire. Un point du nuage est caractérisé par le vecteur $\vec{r}$. Le vecteur $\vec{\Omega}$ est un vecteur unité issu du point $\vec{r}$ dans la direction d'observation. La figure 1 décrit la géométrie du problème.

Définissons les notations utilisées dans l'équation de transfert :

$I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right)$: intensité émise par le point $\vec{r}$ dans la direction $\vec{\Omega}$ à la fréquence ν ;

K_ν : section efficace d'absorption à la fréquence ν ;

$\rho\left(\vec{r}\right)$: densité d'atomes neutres au point $\vec{r}$;

$j_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right)$: coefficient d'émission à la fréquence ν, dans la direction $\vec{\Omega}$, dans l'angle solide unité ;

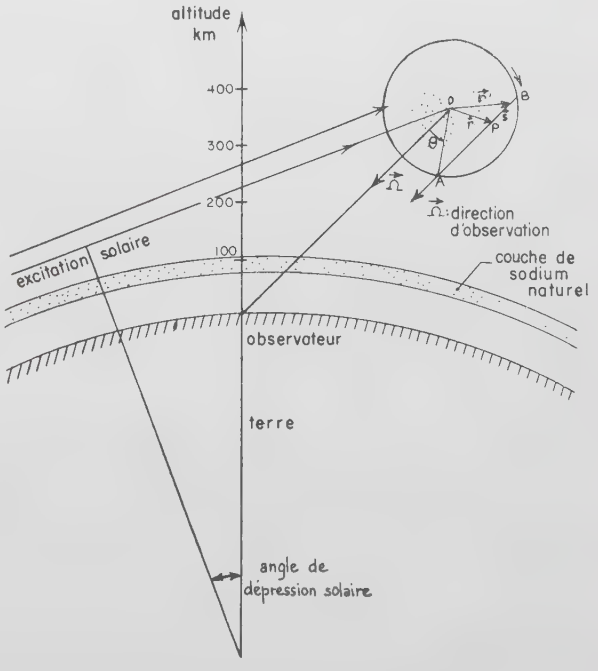


Fig. 1. — Géométrie de l'excitation et de l'observation du nuage.

$\vec{ds}$: déplacement le long du vecteur $\vec{\Omega}$.

La solution générale de l'équation (1) s'écrit immédiatement sous la forme :

$$(2)\quad I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) = I_\nu\left(\vec{r'} \to \infty, \vec{\Omega}\right) e^{-\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'} \to \infty\right)} + \int_\infty^{\vec{r}} d\vec{s}\; j_\nu\left(\vec{r''}, \vec{\Omega}\right) \rho\left(\vec{r''}\right) e^{-\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r''}\right)}$$

où l'épaisseur optique τ_ν entre les points $\vec{r}$ et $\vec{r'}$ est définie par :

$$\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'}\right) = \int_{\vec{r'}}^{\vec{r}} K_\nu\, \rho\left(\vec{r''}\right) d\vec{s} \quad \text{et} \quad \vec{s} = \vec{r} - \vec{r''}$$

la section efficace d'absorption est donnée par :

$$K_\nu = K_0 \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right]$$

K_0 est le coefficient d'absorption au centre de la raie

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c}\sqrt{\frac{2RT}{M}}$$

est la largeur Doppler, c'est la largeur de K_ν à 1/e du maximum d'absorption.

M : masse atomique de la vapeur ;

R : constante des gaz parfaits.

L'équation de l'équilibre radiatif s'écrit :

$$(3)\quad \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty d\nu\, j_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right)\, \rho\left(\vec{r}\right) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty d\nu\, I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) K_\nu\, \rho\left(\vec{r}\right).$$

Et si l'on fait l'hypothèse que la seule contribution au coefficient d'émission vient de l'émission due à la résonance, $j_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}_\nu\right)$ résulte alors de la déexcitation des niveaux excités. Le champ de rayonnement est une fonction de la densité d'atomes excités $N\left(\vec{r}\right)$ et l'on peut écrire la relation :

$$(4)\qquad \gamma N\left(\vec{r}\right) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int j_\nu \frac{d\nu}{h\nu} \rho\left(\vec{r}\right)$$

ou γ^{-1} est la durée de vie du niveau excité.

Ces deux dernières relations nous permettent d'écrire :

$$(5)\quad N\left(\vec{r}\right) = \frac{1}{h\nu_0\,\gamma} \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty d\nu\, I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) . K_\nu . \rho\left(\vec{r}\right).$$

D'autre part — et ceci constitue la principale hypothèse — nous supposons que le coefficient d'émission suit la variation en fréquence du coefficient d'absorption et qu'il n'y a pas de corrélation entre les fréquences des photons absorbés et réémis ; c'est-à-dire que cette hypothèse implique celle d'une complète redistribution en fréquence. R. N. Thomas [10] et Jefferies et White [11] ont montré que cette hypothèse ($j_\nu \propto K_\nu$) était strictement correcte si le profil incident est plat, et qu'elle est justifiée avec une bonne précision dans le cas d'un profil Doppler. Ceci ne serait plus vrai si le profil de la raie excitatrice était très renversé — ce qui ne correspond pas au cas que nous considérons.

L'hypothèse $j_\nu \propto K_\nu$ permet d'écrire en utilisant les équations (3) et (5) :

$$(6)\quad j_\nu\left(\vec{r}\right) \rho\left(\vec{r}\right) = \frac{h\nu_0\,\gamma}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] . N\left(\vec{r}\right)$$

Si nous remplaçons dans l'expression de $N\left(\vec{r}\right)$ définie en (5), I_ν par la solution générale (2) dans laquelle j_ν sera remplacé par sa valeur (6) en fonction de $N\left(\vec{r}\right)$, nous obtenons l'expression de la solution générale de la densité d'atomes excités :

$$(7)\quad N\left(\vec{r}\right) = \frac{1}{h\nu_0\,\gamma} \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty d\nu\, I_\nu\left(\vec{r} \to \infty, \vec{\Omega}\right) \exp\left[-\tau_\nu\left(\vec{r}, \infty\right)\right] K_\nu\, \rho\left(\vec{r}\right) + \frac{1}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}} \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty d\nu \int^{\vec{r}} d\vec{s}\; K_\nu\, \rho\left(\vec{r'}\right) N\left(\vec{r'}\right) \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2 - \tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)\right]$$

les conditions aux limites permettent d'écrire :

$$I_\nu\left(\vec{r} \to \infty, \vec{\Omega}\right) = 4\pi J_0\, \delta\left(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_s\right)$$

J_0 : flux solaire ;

$\vec{\Omega}_s$: vecteur unité dans la direction de l'excitation solaire ;

δ : fonction de Dirac.

Le premier terme de (7) peut alors s'écrire :

$$(8)\quad N_1\left(\vec{r}\right) = \frac{1}{h\nu_0\,\gamma} J_0 \int_0^\infty d\nu\, K_\nu\, \rho\left(\vec{r}\right) \exp\left[-\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'} \to \infty, \vec{\Omega}s\right)\right]$$

ce premier terme représente la densité d'atomes excités directement par le rayonnement solaire incident.

Pour simplifier l'expression de $N(\vec{r})$ nous allons poser :

$$(9) \qquad \alpha(\nu) = \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right]$$

$$(10) \qquad \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \quad x$$

$$(11) \qquad \tau\left(\vec{r}, \vec{r'}\right) = K_0 \int_{\vec{r'}}^{\vec{r}} \rho\left(\vec{r''}\right) d\vec{s}$$

épaisseur optique au centre de la raie ;
(cette quantité est alors indépendante de la fréquence et la relation entre τ et τ_ν est :

$$\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'}\right) = \alpha(x)\, \tau\left(\vec{r}, \vec{r'}\right).$$

Nous posons également :

$$(12) \quad T\left(\vec{r}, \vec{r'}\right) = \sqrt{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx\, \alpha(x)$$

$$\exp\left[-\alpha(x)\, \tau\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)\right] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left[-\tau\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)\right]^n}{n!\,\sqrt{n+1}}$$

et :

$$(13) \quad G\left(\vec{r}, \vec{r'}\right) = \sqrt{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx\, \alpha^2(x)$$

$$\cdot \exp\left[-\alpha(x)\, \tau\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)\right] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left[-\tau\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)\right]^n}{n!\,\sqrt{n+2}}$$

Ces expressions se retrouvent intégralement dans l'expression de $N(\vec{r})$ qui peut s'écrire sous la forme simplifiée :

(14)

$$N\left(\vec{r}\right) = \frac{J_0}{h\nu_0\,\gamma} K_0\, \rho\left(\vec{r}\right) \Delta\nu_D\, \pi^{-1/2}\, T\left(\vec{r}, \vec{r'} \to \infty, \vec{\Omega_s}\right)$$

$$+ K_0\, \rho\left(\vec{r}\right) \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_{\infty}^{\vec{r}} d\vec{s}\, G\left(\vec{r}, \vec{r'}\right) N\left(\vec{r'}\right).$$

La fonction $T(\vec{r}, \vec{r'})$ représente la probabilité qu'un photon de résonance émis en $\vec{r'}$ traverse le milieu jusqu'au point $\vec{r}$ sans être absorbé, et $G(\vec{r}, \vec{r'})$ représente la probabilité qu'un photon de résonance émis en $\vec{r'}$ soit absorbé en $\vec{r}$.

On remarque que $G(\vec{r}, \vec{r'}) = \frac{\delta}{\delta\tau} T(\vec{r}, \vec{r'})$; la fonction $T(\vec{r}, \vec{r'})$ définie à l'origine par Holstein [12] représente aussi le facteur de transmission entre $\vec{r}$ et $\vec{r'}$ intégré sur la fréquence.

$$T \quad \int \frac{d\Omega}{4\pi} T\left(\vec{r}, \vec{r'} \to \infty\right)$$

est la probabilité qu'un photon émis au point $\vec{r}$ s'échappe sans être absorbé.

Le calcul de $N(\vec{r})$ se fait donc en deux étapes successives :

a) Calcul de la densité d'atomes excités directement $N_1(\vec{r})$ et choix d'une meilleure approximation de $N(\vec{r})$;

b) Calcul des approximations successives de $N(\vec{r})$.

a) L'expression de $N(\vec{r})$ permet le calcul immédiat de la densité d'atomes directement excités par le rayonnement incident

$$N_1\left(\vec{r}\right) = \frac{J_0}{h\nu_0\,\gamma} K_0\, \rho\left(\vec{r}\right) \Delta\nu_D\, \pi^{-1/2}\, T\left(\vec{r}, \vec{r'} \to \infty, \vec{\Omega_s}\right).$$

Nous pourrions prendre cette valeur de $N(\vec{r})$ comme première approximation de la densité d'atomes excités, mais si la première valeur choisie pour porter dans l'expression de $N(\vec{r})$ est proche du résultat réel, le nombre d'itérations à effectuer pour que la série converge en sera diminué.

Sobolev a suggéré une méthode [13] qui est applicable si $N(\vec{r})$ varie suffisamment lentement dans une région ou $G(\vec{r}, \vec{r'})$ est appréciable ; cela permet de retirer $N(\vec{r'})$ de l'intégrale dans l'expression de $N(\vec{r})$, (14), et on peut montrer que cette première approximation s'écrit alors :

$$N_1'\left(\vec{r}\right) = \frac{N_1\left(\vec{r}\right)}{\bar{T}\left(\vec{r}, \vec{r} \to \infty\right)}$$

$$\text{ou} \qquad \bar{T}\left(\vec{r}, \vec{r} \to \infty\right) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} T\left(\vec{r}, \vec{r'} \to \infty\right).$$

Ce choix de la fonction d'essai ne limite pas la précision du résultat final obtenu après suffisamment d'itérations, mais il permet en principe de limiter le nombre de ces itérations. On voit que pour des épaisseurs optiques très faibles :

$$N_1'\left(\vec{r}\right) \# N_1\left(\vec{r}\right).$$

b) Cette fonction d'essai étant calculée, on cherche une meilleure approximation de $N(\vec{r})$ en

plaçant cette valeur dans l'expression de $N(\vec{r})$ (14).

$$N_1'(\vec{r}) = N_1(\vec{r}) / T(\vec{r}, \vec{r'} \to \infty)$$

$$N_2(\vec{r}) = K_0 \rho(\vec{r}) \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_{\infty}^{\vec{r}} d\vec{s}\, G(\vec{r}, \vec{r'})\, N_1'(\vec{r'})$$

$$N_3(\vec{r}) = K_0 \rho(\vec{r}) \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_{\infty}^{\vec{r}} d\vec{s}\, G(\vec{r}, \vec{r'})\, N_2(\vec{r'})$$

.....

$$N(\vec{r}) = N_1(\vec{r}) + N_2(\vec{r}) + \ldots N_n(\vec{r}).$$

On fera le nombre d'itérations nécessaires pour que la série converge.

Le calcul de $N(\vec{r})$ a été fait par la méthode des approximations successives, pour des épaisseurs optiques inférieures à 4, et la figure 2 montre la variation de $N(\vec{r})$ le long du diamètre parallèle à l'excitation solaire, en fonction de τ.

Nous verrons au chapitre suivant comment la connaissance de $N(\vec{r})$ nous permet de connaître les caractères du rayonnement.

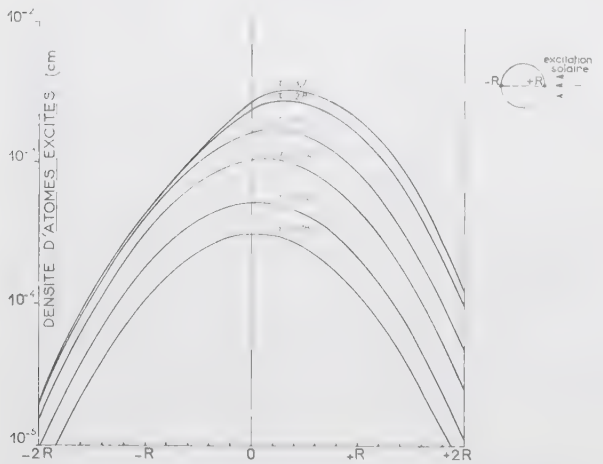


FIG. 2. — Variation du nombre d'atomes excités le long de l'axe de symétrie en fonction de τ.

Remarques sur les « modèles » utilisés.

Le calcul peut s'appliquer d'une façon générale, à un nuage d'alcalin quelconque. Un « modèle » sera caractérisé par la valeur de l'épaisseur optique τ au centre ν_0 de la raie, et le long d'un diamètre du nuage :

$$\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} K_0\, \rho(\vec{r})\, d\vec{r}$$

où

$$\rho(\vec{r}) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right)$$

τ étant défini, les paramètres K_0, ρ_0 et R peuvent varier, à condition que leur produit reste constant. (ceci dans les limites où les hypothèses faites précédemment restent valables.)

VALEURS DES CONSTANTES UTILISÉES DANS LE CALCUL DE LA DIFFUSION MULTIPLE A L'INTÉRIEUR D'UN NUAGE DE SODIUM.

La valeur du flux solaire incident a été prise égale à

$$J_0 = 2.7\ 10^{-9}\ \text{erg/cm}^2.\text{sec}.\text{sec}^{-1}\ \text{(réf. 14)},$$

valeur correspondant au continu autour des raies D du sodium.

Il faut donc, dans le cas du sodium, tenir compte de l'énergie disponible au fond des raies de Fraunhofer, et multiplier les résultats concernant le nombre d'atomes excités, et par suite l'intensité émise par le nuage par :

0.06620 pour D_1 (*a*)

0.06799 pour D_1 (*b*)

0.05579 pour D_2 (*a*)

0.05675 pour D_2 (*b*) (réf. 15).

Dans le cas des autres alcalins, il faut corriger l'ensemble des résultats par le rapport des flux solaires excitateurs aux longueurs d'onde considérées.

D'autre part, nous avons considéré dans le calcul du nombre d'atomes excités que $g_2/g_1 = 1$, c'est-à-dire que nous avons considéré la composante D_1 et il faudra multiplier les résultats par 2 pour la composante D_2.

Nous avons défini un modèle par l'épaisseur optique au centre. Voyons comment les modèles choisis correspondent aux données expérimentales :

Par exemple, le modèle $\tau = 3.7$ correspond à un nuage sphérique à 400 km, formé par 500 g de sodium atomique — la température de l'atmosphère étant prise égale à 1000 °K :

$K_0 = 3.2\ 10^{-12}$ cm^2

$\rho_0 = 6.6\ 10^{19}$ atomes/km^3 (c'est-à-dire 500 g de sodium).

R = 100 km (ce qui correspond aux dimensions du nuage après 10 minutes à 400 km).

Le même modèle ($\tau = 3.7$) peut représenter un nuage situé à 200 km, ayant la même température, un rayon R = 10 km et une densité au centre $\rho_0 = 6.6\ 10^{20}$ atomes/km^3 correspondant à une émission ponctuelle de 5 g de sodium.

Les autres modèles correspondent à des épaisseurs optiques inférieures, c'est-à-dire à une quantité d'alcalin émise plus faible, ou à un nuage plus diffusé, parce qu'observé plus tard après sa formation.

CHAPITRE 1-3

PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DE LA LUMIÈRE ÉMISE

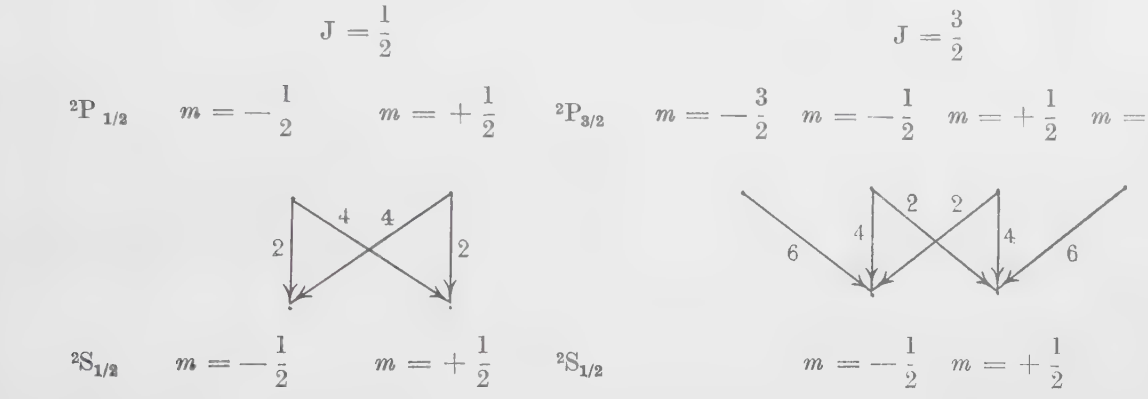
a) STRUCTURE THÉORIQUE DES RAIES

Pour tous les alcalins la raie de résonance que nous considérons correspond à une transition d'un niveau ^2S à un niveau ^2P c'est-à-dire au premier doublet de la série principale.

— Le doublet de résonance s'écrit pour tous les alcalins sous la forme :

$$(m\ ^2S_{1/2} - m\ ^2P_{1/2}) \quad \text{pour} \quad D_1$$

$$(m\ ^2S_{1/2} - m\ ^2P_{3/2}) \quad \text{pour} \quad D_2$$



le rapport des poids statistiques des niveaux $P_{1/2}$: $2\left(\frac{1}{2}\right)+1$ et $P_{3/2}$: $2\left(\frac{3}{2}\right)+1$ est de 1 : 2 ; c'est-à-dire que l'intensité de D_2 est double de celle de D_1. Les durées de vie des niveaux excités sont de l'ordre de 10^{-8} s. Les valeurs exactes sont indiquées dans le tableau I qui résume les valeurs des constantes pour les quatre alcalins utilisés : Li, Na, K et Cs.

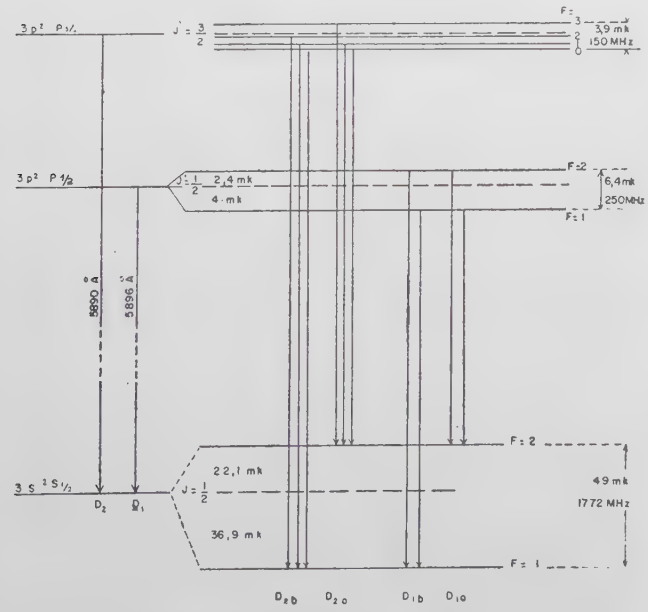


FIG. 3. — Décomposition des niveaux d'énergie du sodium.

La séparation entre les composantes D_1 et D_2 est différente pour chacun des alcalins considérés mais reste supérieure à la largeur de chacune de ces composantes (pour des températures inférieures à 10000 °K) ; il n'y a pas superposition entre D_1 et D_2 et nous pouvons considérer ces composantes comme indépendantes. Chacune des raies D_1 et D_2 est décomposée en un certain nombre de composantes de structure hyperfine : 4 composantes pour D_1, 6 composantes pour D_2. La séparation des niveaux de l'état fondamental est supérieure à la séparation des niveaux de l'état excité de sorte que les composantes de structure hyperfine se groupent autour du centre de la raie en 2 ensembles de 2 composantes pour D_1, et 2 ensembles de 3 composantes pour D_2 ; nous les distinguerons par D_1 (a), D_1 (b), D_2 (a), D_2 (b). Suivant que la séparation entre les groupes (a) et (b) et l'élargissement Doppler de chacune des composantes sont ou non du même ordre de grandeur, les formes de raies obtenues seront diffé-

TABLEAU I

Élément et numéro atomique	Poids atomique	Spin nucléaire	Raie de résonance	$\frac{g_2}{g_1}$	λ_0 en Å	f (réf. 16)	γ^{-1} sec
Li 3	7	$\frac{3}{2}$	$2\ ^2S_{1/2} - 2\ ^2P_{1/2}$	1	6708.00	0.265	2.7×10^{-8}
			$2\ ^2S_{1/2} - 2\ ^2P_{3/2}$	2	6707.85	0. 53	—
Na 11	23	$\frac{3}{2}$	$3\ ^2S_{1/2} - 3\ ^2P_{1/2}$	1	5896	0.322	1.6×10^{-8}
			$3\ ^2S_{1/2} - 3\ ^2P_{3/2}$	2	5890	0.644	—
K 19	39	$\frac{3}{2}$	$4\ ^2S_{1/2} - 4\ ^2P_{1/2}$	1	7699	0.33	2.7×10^{-8}
			$4\ ^2S_{1/2} - 4\ ^2P_{3/2}$	2	7665	0.66	—
Cs 55	133	$\frac{7}{2}$	$6\ ^2S_{1/2} - 6\ ^2P_{1/2}$	1	8944	0.32	3.8×10^{-8}
			$6\ ^2S_{1/2} - 6\ ^2P_{3/2}$	2	8521	0.66	3.3×10^{-8}

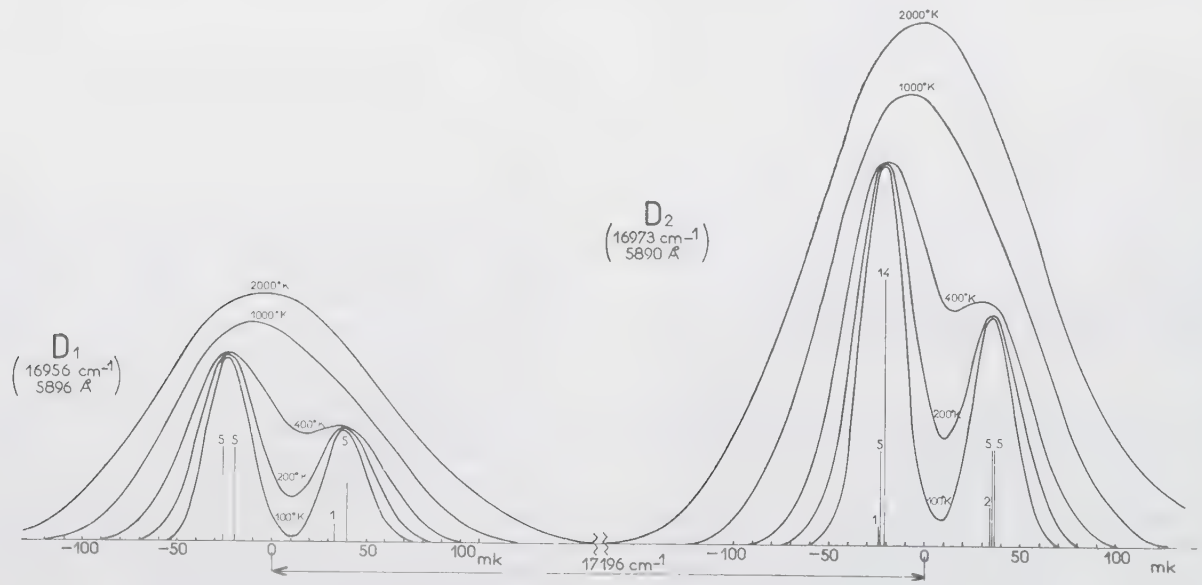


Fig. 4. — Profils des raies D du sodium en fonction de la température.

rentes : pour une température faible chaque composante D_1 et D_2 est formée de deux groupes. D_1 (a), D_1 (b), D_2 (a) et D_2 (b) d'allure gaussienne et nous pouvons considérer que les quatre profils sont indépendants. Au contraire pour une température supérieure la séparation entre les composantes (a) et (b) est négligeable devant l'élargissement Doppler et chacune des raies du doublet est assimilable à une forme Doppler.

Ces deux cas extrêmes nous ont permis de traiter les problèmes théoriques sans faire intervenir la structure hyperfine. Pour les températures intermédiaires il y a superposition entre les composantes Doppler principales et nous n'avons pas pu faire les calculs.

La structure hyperfine du sodium et les profils des raies en fonction de la température sont représentés sur les figures 3 et 4. Nous voyons que l'hypothèse faite d'un profil gaussien pour le coefficient d'absorption est rigoureusement valable pour des températures inférieures à 100 °K ou supérieures à 2000 °K, et peut être utilisée sans introduire une erreur importante pour $T \leqslant 200$ °K et $T \geqslant 1000$ °K.

Dans le cas du potassium, l'écart entre les composantes principales de structure hyperfine est plus faible : 15 mK au lieu de 59 mK dans le cas du sodium, et bien que pour une même température la largeur Doppler soit plus faible, la séparation entre les composantes principales (*a*) et (*b*) devient faible par rapport à l'élargissement Doppler pour des températures de 400 °K, et la raie peut être considérée comme ayant un profil gaussien pour $T \geqslant 400$ °K.

b) PERTURBATIONS DE LA STRUCTURE THÉORIQUE PAR LA DIFFUSION MULTIPLE

1. *Forme des raies émises.*

Nous avons fait l'hypothèse pour étudier le problème de la diffusion multiple (chap. 1.2.) que la forme du coefficient d'absorption était gaussienne et sa largeur due exclusivement à l'élargissement Doppler. Donc, si la diffusion multiple est négligeable, la lumière émise par le nuage a un profil gaussien:

$$I = I_0 \exp - \left[\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right]^2$$

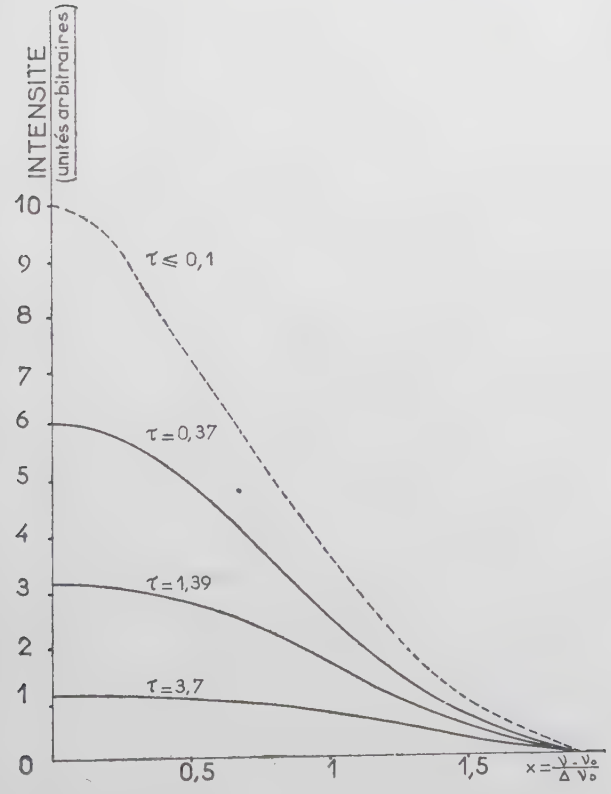


Fig. 5. — Variation du profil de raie au centre du nuage en fonction de τ pour $\Omega = 90°$.

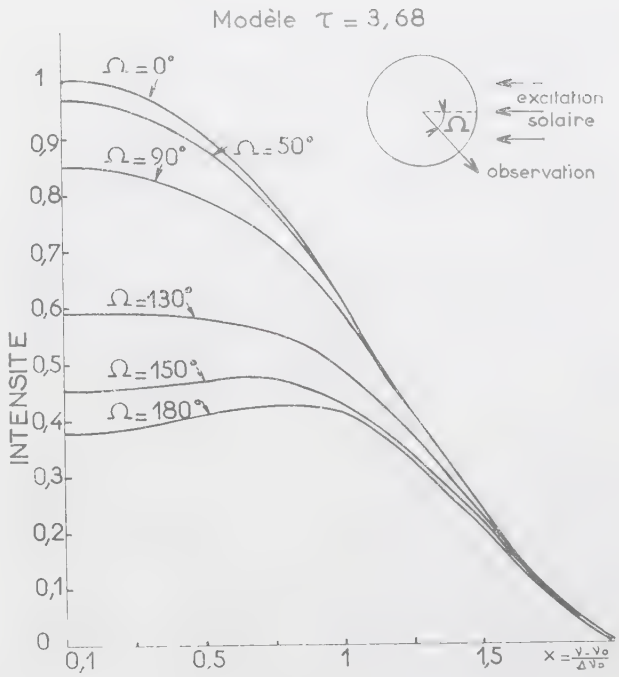


Fig. 6. — Variation de la forme de raie émise au centre du nuage en fonction de l'angle Ω.

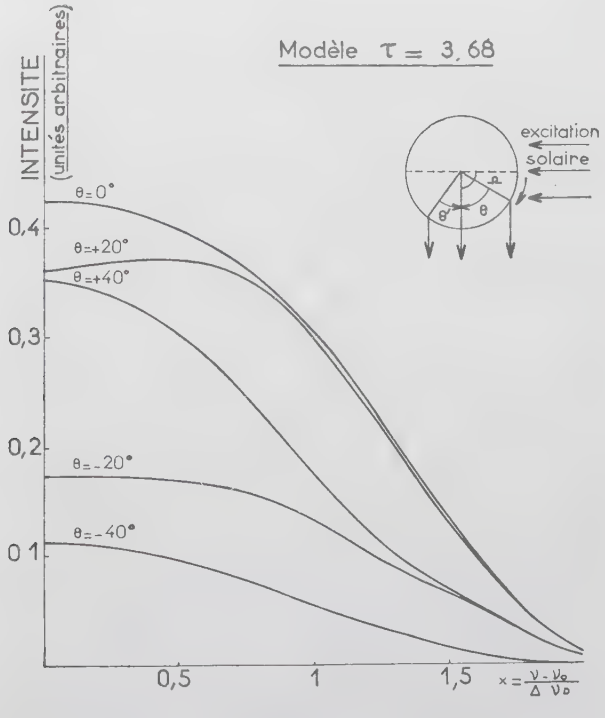


Fig. 7. — Variation du profil de raie dans le plan « méridien » pour $\Omega = 90°$.

et la largeur de la raie à 1/e du maximum est $\Delta\nu_D$. Nous allons étudier la façon dont le profil et la largeur de la raie émise en un point du nuage vont être modifiés si l'épaisseur optique du nuage n'est plus négligeable. Exprimons l'intensité émise en un point $\vec{r}$ du nuage, dans une direction $\vec{\Omega}$, en fonction de la fréquence, et du nombre d'atomes excités que nous avons calculé précédemment (chap. 1.2.). La solution générale de l'équation du transfert du rayonnement s'écrit : (si l'on néglige la lumière solaire directe qui ne contribue à l'intensité que si l'on regarde dans la direction solaire $\vec{\Omega}_s$)

$$I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) = \int_{\infty}^{\vec{r}} \vec{ds}\, j_\nu\left(\vec{r'}, \vec{\Omega}\right) . \rho\left(\vec{r'}\right) . \exp\left[-\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)\right].$$

Nous avons vu que nous pouvions exprimer le coefficient d'émission en fonction du nombre d'atomes excités. Nous pouvons écrire :

$$j_\nu\left(\vec{r}\right) . \rho\left(\vec{r}\right) \alpha \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] . N\left(\vec{r}\right)$$

c'est-à-dire :

$$I_\nu\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) \alpha \int_{-\infty}^{\vec{r}\to\infty} \vec{ds} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] . \exp\left[-\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)\right] . N\left(\vec{r'}\right)$$

où les quantités $\tau_\nu\left(\vec{r}, \vec{r'}\right)$ et $N\left(\vec{r'}\right)$ sont déjà connues. Nous avons tous les éléments pour construire les profils des raies émises en fonction des différents paramètres. Nous avons étudié la variation des profils en fonction du point du nuage considéré, de l'angle Ω d'observation, et de l'épaisseur optique c'est-à-dire du modèle choisi :

— La figure 5 montre la variation du profil de la lumière émise dans une direction d'observation perpendiculaire à la direction de l'excitation ($\Omega = 90^o$) et passant par le centre du nuage et pour différentes épaisseurs optiques : quand τ croît, le profil de la raie s'applatit au centre sans se renverser.

— La figure 6 montre la variation du profil de la lumière émise dans une direction passant par le centre du nuage, en fonction de la direction d'observation, pour une épaisseur optique $\tau = 3{,}68$. On constate que la forme de la raie s'élargit et se renverse de plus en plus, quand l'angle Ω croît.

— La figure 7 montre la variation des profils de la lumière émise dans le plan défini par les directions d'excitation et d'observation et le centre du nuage, pour un angle $\Omega = 90^o$ et pour une épaisseur optique $\tau = 3.68$. Nous étudions la variation du profil en fonction du chemin optique parcouru par les photons. Ce chemin optique est défini par l'angle θ (fig. 7). Si θ est positif, l'observation est faite sur la moitié du nuage située du côté de l'excitation solaire. Nous voyons apparaître l'influence de la dissymétrie dans la répartition d'atomes excités : la raie est perturbée au maximum pour la traversée du chemin optique correspondant à la densité maximum d'atomes excités.

Si nous définissons la largeur d'une raie élargie sous l'effet de la diffusion multiple par la largeur $\Delta\nu$ à $1/e$ du maximum nous pouvons chiffrer l'influence de la perturbation des profils par la valeur du rapport $\Delta\nu/\Delta\nu_D$ ($\Delta\nu_D$ étant la largeur Doppler théorique). La courbe $\Delta\nu/\Delta\nu_D = f(\tau)$ (fig. 8) a été tracée pour les profils observés dans une direction perpendiculaire à l'excitation ($\Omega = 90^o$) et passant par le centre du nuage. Nous verrons, en effet, que les observations correspondent en général à des angles voisins de 90° avec pour limites extrêmes : $\Omega = 50^o$ et $\Omega = 130^o$. Nous voyons que pour obtenir :

$\Delta\nu/\Delta\nu_D \leqslant 1.1$	il faut que	$\tau \leqslant 0.6$
$\Delta\nu/\Delta\nu_D \leqslant 1.01$	il faut que	$\tau \leqslant 0.1$.

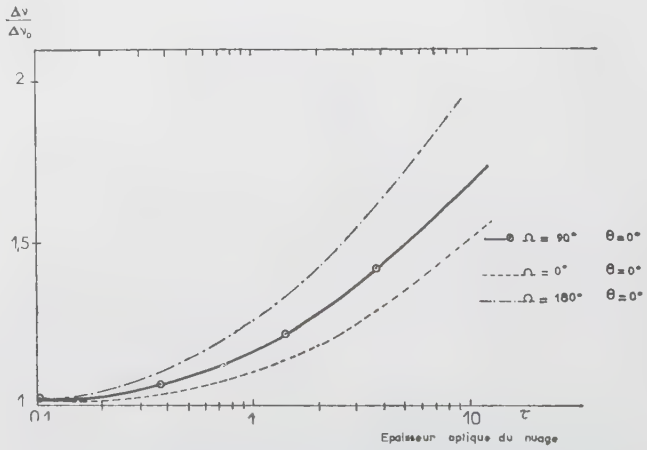


FIG. 8. — Élargissement de la raie en fonction de τ.

2. *Intensité émise en chaque point du nuage-*

Si nous utilisons les notations définies au chapitre précédent l'intensité $I\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right)$ s'obtient à partir de la solution générale (2) en intégrant sur la fréquence et s'écrit :

$$(15)\quad I\left(\vec{r}, \vec{\Omega}\right) = I \text{ dir } \left(\vec{r} \to \infty, \vec{\Omega}_s\right) + \frac{h\nu_0}{4\pi} \int_{\infty}^{\vec{r}} T\left(\vec{r}, \vec{r'}\right) N\left(\vec{r'}\right) \vec{ds}$$

Le 1er terme représentant la lumière directe qui ne contribue que si $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_s$ et que nous négligerons car nous sommes intéressés par l'intensité émise par résonance et l'observation dans la direction du soleil n'a d'intérêt que comme cas limite mais ne correspond à rien expérimentalement.

Cette expression de $I(\vec{r}, \vec{\Omega})$, permet de calculer l'énergie émise en un point du nuage pour un modèle τ, et une direction d'observation $\vec{\Omega}$. Nous voyons que l'intensité croît de façon linéaire en fonction de τ, jusqu'à ce que l'épaisseur optique atteigne une valeur de l'ordre de $\tau = 0.3$, puis croît de façon plus lente, et même décroît pour $\tau > 2$ pour toutes directions d'observation faisant un angle non négligeable avec la direction d'excitation ($\Omega \neq 0$). En effet, pour des épaisseurs optiques très grandes la lumière incidente est complètement « réfléchie » à l'entrée du nuage, donc la lumière diffusée dans toute autre direction doit s'annuler.

La figure 9 montre comment varie l'intensité émise dans une direction passant par le centre du nuage en fonction de τ pour des valeurs de $\Omega = 0°, 50°, 90°, 150°, 180°$. Il est intéressant de regarder comment varie l'intensité d'un « point » à un autre du nuage (par exemple dans un plan

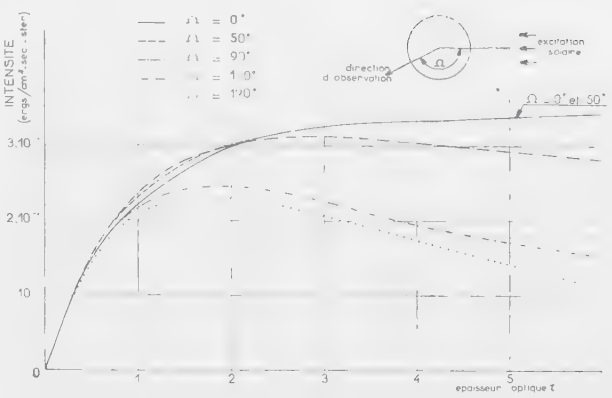


FIG. 9. — Intensité diffusée au centre du nuage en fonction de τ pour différentes valeurs de Ω.

défini par les directions d'excitation et d'observation et le centre du nuage. Nous nous référons souvent à un tel plan que nous appellerons « méridien »).

Pour de faibles épaisseurs optiques la répartition de l'intensité émise par un tel méridien est symétrique par rapport à l'axe du nuage et d'allure gaussienne ; nous voyons que pour des épaisseurs optiques importantes ($\tau = 2.8$, $\tau = 5$) la répartition de l'intensité présente une forte assymétrie, avec un maximum d'intensité du côté de l'excitation (fig. 10).

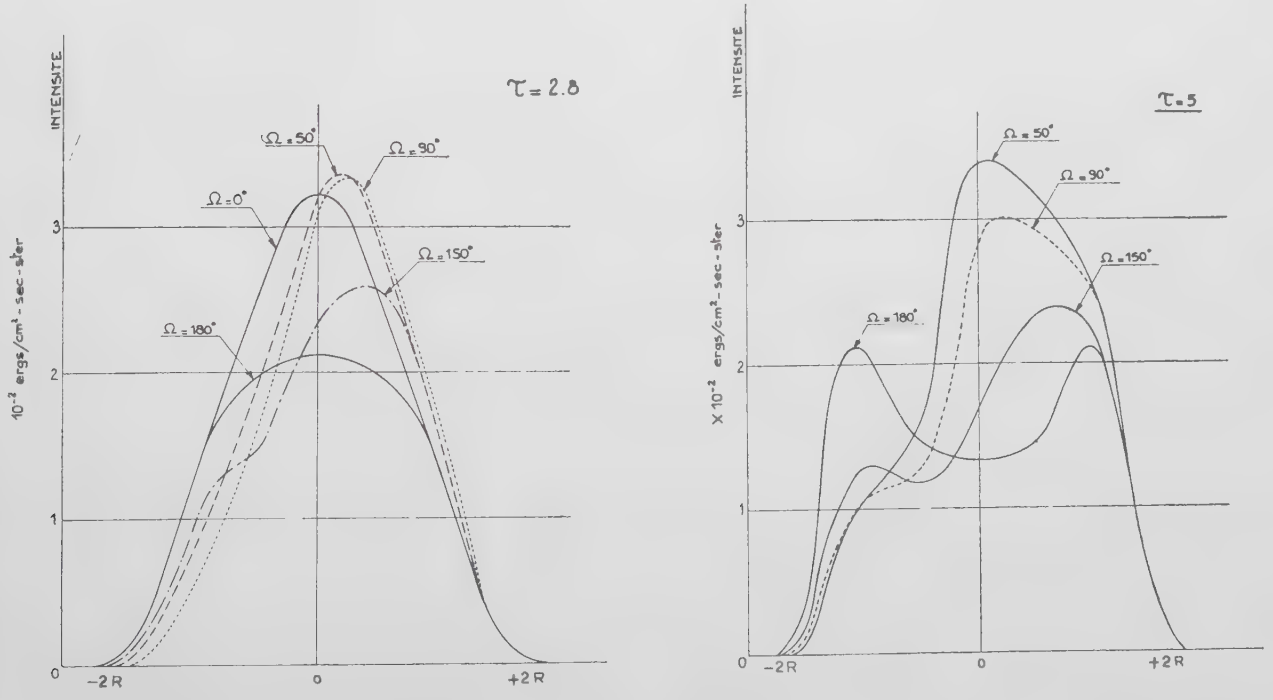


FIG. 10. — Intensité émise le long d'un méridien pour $\tau = 2.8$ et $\tau = 5$.

3. *Rapport des raies du doublet* : D_2/D_1.

Comme le poids statistique de D_2 est deux fois plus grand que celui de D_1, pour un même trajet des photons, l'épaisseur optique correspondant à D_2 est le double de l'épaisseur optique correspondant à D_1 : $\tau(D_2) = 2\,\tau(D_1)$; nous définirons toujours l'épaisseur optique d'un milieu par l'épaisseur optique correspondant à D_1.

Si dans la lumière excitatrice le rapport des intensités capables d'exciter D_1 et D_2 est 1, le rapport D_2/D_1 dans la lumière émise est égal à 2 tant que l'intensité varie linéairement avec τ, c'est-à-dire pour $\tau \leqslant 0.15$; ensuite l'intensité correspondant à D_2 va croître moins vite que l'intensité correspondant à D_1 et le rapport D_2/D_1 décroît. A partir des courbes de l'intensité en fonction de τ (fig. 9), nous pouvons construire géométriquement les courbes de variation de D_2/D_1 en fonction de τ (fig. 11) et connaître le rapport D_2/D_1 en chaque point du nuage. La figure 12 nous montre la variation de D_2/D_1 le long d'un méridien pour un certain angle Ω et pour différentes épaisseurs optiques.

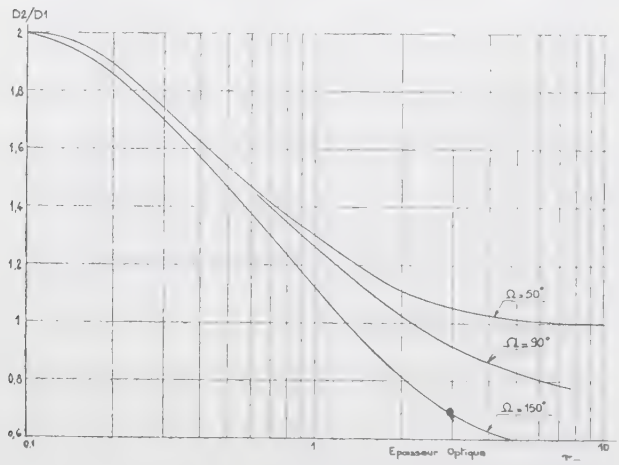


FIG. 11. — Variation du rapport D_2/D_1 en fonction de τ.

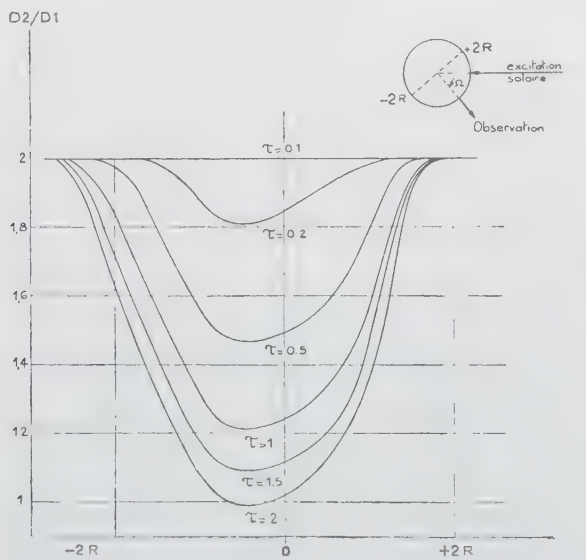


FIG. 12. — Variation du rapport D_2/D_1 le long d'un méridien pour différentes épaisseurs optiques et pour $\Omega = 50°$.

4. *Polarisation.*

Le calcul exact de la polarisation en tenant compte de la diffusion multiple est très compliqué, et n'a pas été fait. Nous pouvons cependant à partir des calculs effectués en calculer un ordre de grandeur. Nous savons calculer la polarisation en champ magnétique très faible, et en l'absence de diffusion multiple ; par exemple, pour une observation à 90° de l'excitation, nous trouvons une polarisation de 6,5 % pour Na en considérant que $D_2/D_1 = 0.85$ dans la lumière excitatrice [17]. L'effet de la diffusion multiple est de dépolariser cette lumière par suite des changements de direction des photons diffusés, et le calcul du nouvel état de polarisation est complexe car il dépend de toutes les diffusions subies par les photons. Mais si nous supposons que les photons de diffusion multiple ont une polarisation nulle, connaissant la proportion de diffusion multiple et de résonance primaire nous pouvons calculer la polarisation en un point du nuage en fonction de l'épaisseur optique. La figure 13 montre la variation de la polarisation de la lumière émise dans une direction passant par le centre du nuage, pour une observation à 90° de l'excitation solaire et pour un rapport D_2/D_1 dans la lumière excitatrice égal à 0.85.

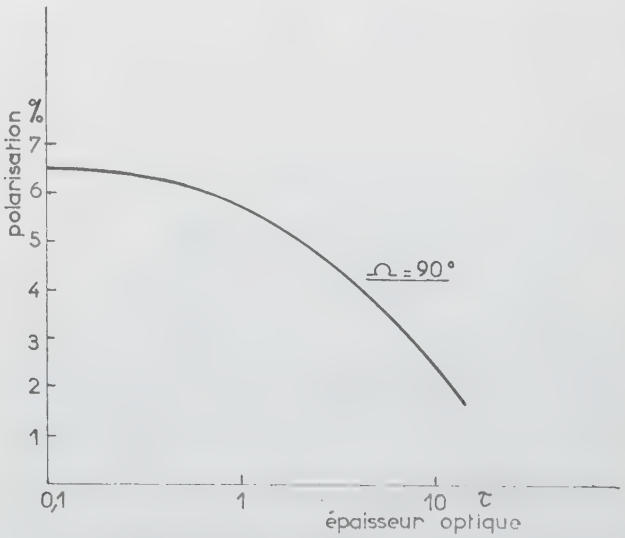
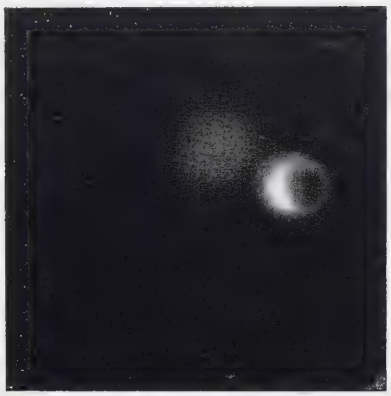
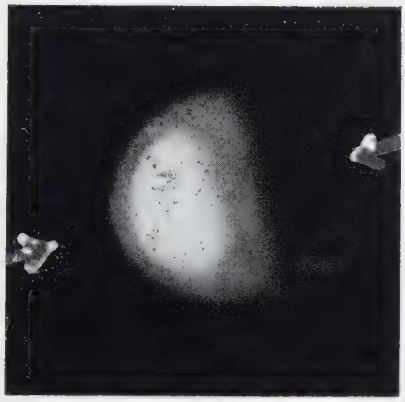


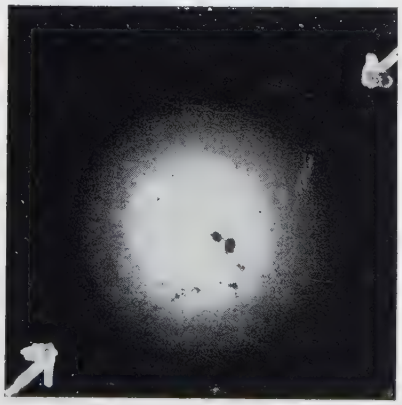
FIG. 13. — Variation de la polarisation en fonction de τ pour $\Omega = 90°$.



A



B



C

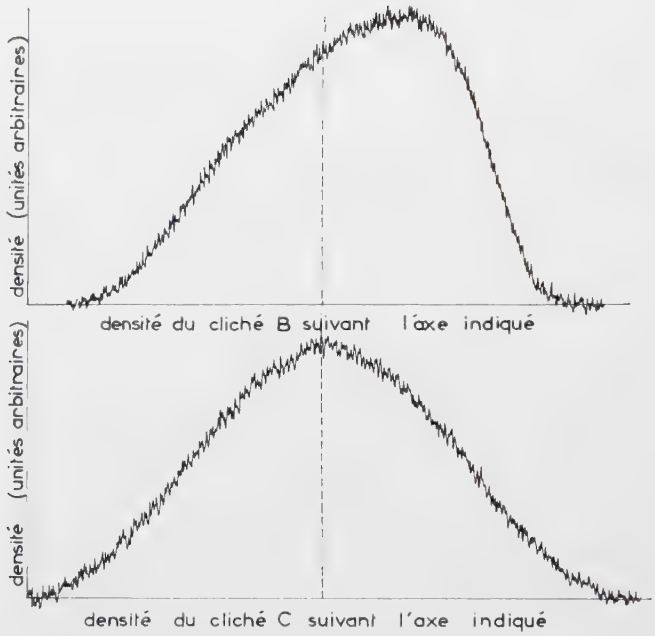


FIG. 15. — Photographies de nuages ponctuels d'épaisseur optique variable, et microphotomètres montrant la répartition d'intensité le long d'un méridien.

c) VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

Les résultats des calculs théoriques de l'influence de la diffusion multiple sur les profils des raies et leurs largeurs, sur l'intensité émise par un nuage, et sur la variation du rapport D_2/D_1 ont été comparés aux résultats expérimentaux en opérant sur des nuages de sodium.

1. *Largeurs et profils des raies.*

Pour étudier les formes des raies émises par un nuage artificiel nous avons utilisé un interféromètre à haute résolution que nous décrirons plus loin (chap. 2.2.). Les observations ont été faites sur des traînées et sur des nuages ponctuels. Dans aucun cas, nous n'avons observé de renversement mais seulement un élargissement par rapport à la largeur Doppler. Il est vrai que presque toutes les mesures ont été faites sur les bords du nuage et pour des directions d'observation $\Omega = 90^o \pm 20^o$, conditions dans lesquelles il est peu probable d'obtenir un profil renversé. La figure 14 montre quelques profils obtenus le 15 mai 1963 sur un nuage de sodium.

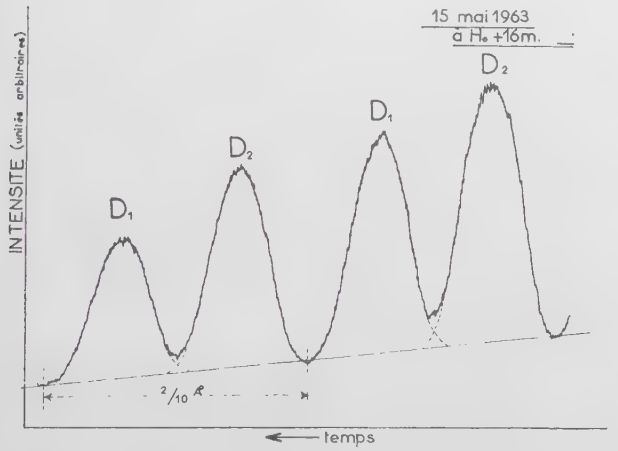


FIG. 14. — Exemple d'enregistrement des profils de raies émises par un nuage de sodium.

2. *Intensité : valeur absolue et répartition.*

Nous avons vu (fig. 9) que les calculs d'intensité donnent des valeurs absolues d'intensité de l'ordre de :

$$20 \times 10^{-2} \text{ ergs/cm}^2\text{.sec.ster.}$$

c'est-à-dire pour les raies D du sodium : 10^{10} photons/cm^2.sec.ster. ou 100 kilo-Rayleigh (en tenant compte de l'énergie disponible au fond des raies de Fraunhofer). Ceci confirme les observations : l'intensité du doublet D du sodium émis par un nuage artificiel d'épaisseur optique voisine de l'unité, est 10 à 20 fois supérieure à l'émission crépusculaire du même doublet ($\sim$ 4KR).

D'autre part, nous avons observé les effets d'assymétrie de l'intensité émise par un nuage sphérique tels qu'ils sont prévus par la théorie. Nous citerons 3 exemples (fig. 15) :

— Un nuage ponctuel émis à 650 km à Wallops Islands (10 déc. 1960) par l'émission de 2 kg de sodium, a formé pendant une minute une couronne brillante, puis un croissant et a disparu car la diffusion à cette altitude est très rapide. La figure 15A représente ce nuage une minute après l'émission (sur le cliché est également visible le nuage émis, à 370 km, 6 minutes auparavant).

— Le 9 février 1964, à Hammaguir, un nuage ponctuel de forte densité en atomes de sodium (2 kg, 5 de Na) a été formé à 200 km. Pendant les premières minutes d'observation le nuage est optiquement épais et présente une forme de croissant très caractérisée. L'effet de la diffusion, moins rapide à cette altitude, a permis d'observer le nuage pendant une demi-heure, et de voir ce phénomène disparaître progressivement. Les conditions d'observation étaient telles que $\Omega = 130^o$ (tir du soir dans la direction S. W.) (fig. 15B). La comparaison avec les courbes théoriques (fig. 10) indique une épaisseur optique de l'ordre de 3 ; ceci correspond à l'émission de 5 g de sodium et nous donne un ordre de grandeur du rendement de la réaction qui a formé le nuage : 1/500.

— Au contraire un nuage optiquement mince, par exemple le nuage ponctuel formé à 400 km, par l'émission de 2 kg 5 de sodium le 11 avril 1964, présente une répartition de l'intensité symétrique par rapport au centre du nuage ; les conditions d'observation étaient à peu près identiques : $\Omega \sim 140^o$ (tir du matin dans la direction E). La figure 15C : représente le nuage 1 minute après sa formation.

3. *Mesures de D_2/D_1.*

Les mesures du rapport D_2/D_1 ont été faites systématiquement sur tous les nuages que nous avons étudiés, puisque la valeur de D_2/D_1 en un point nous permet d'évaluer l'épaisseur optique du nuage en ce point et par suite le taux d'élargissement des raies émises. La figure 16 montre un exemple de ces mesures. Nous avons vérifié que la variation du rapport D_2/D_1 le long d'un « méridien » parallèle à l'excitation solaire, est en accord avec les prévisions théoriques (fig. 17). D'autre part nous avons déjà vu que l'étude de la variation de D_2/D_1 en fonction du temps nous permet

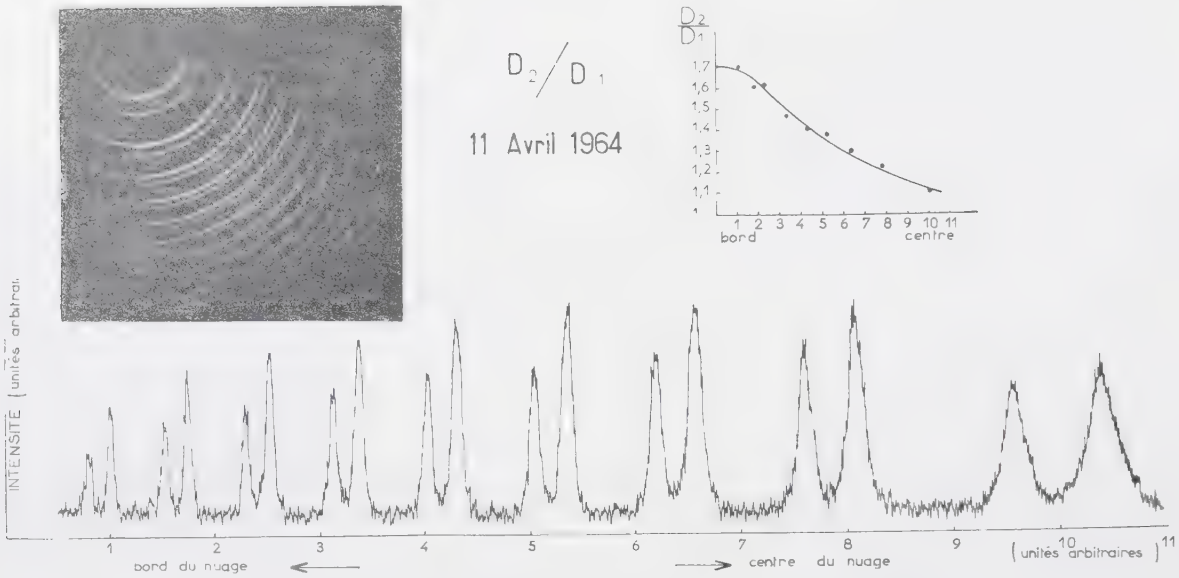


FIG. 16. — Exemple d'enregistrement destiné à la mesure de D_2/D_1.

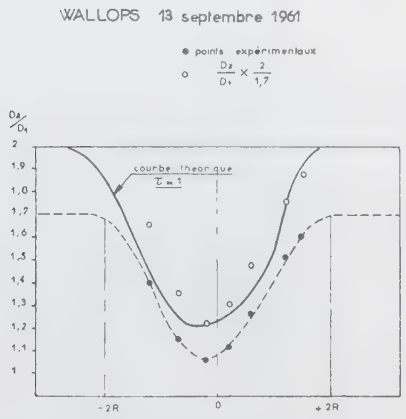


FIG. 17. — Variation expérimentale de D_2/D_1 le long d'un méridien.

de calculer la constante de temps de disparition de l'alcalin.

Il nous a semblé intéressant de comparer les valeurs de l'épaisseur optique en un point déduites des mesures de D_2/D_1 et de $\Delta\nu/\Delta\nu_D$. Ces mesures ont été faites avec l'interféromètre à haute résolution qui nous permet de mesurer *simultanément* et en un même point du nuage ces deux paramètres. Les mesures utilisées ont été faites sur une « traînée » de sodium le 15 mai 1963.

Pour l'interprétation des mesures, il est nécessaire de préciser deux points :

— Les intensités de la lumière excitatrice, au fond des raies de Fraunhofer sont, pour le doublet du sodium, dans le rapport $D_2/D_1 = 0.85$. Le rapport des raies D après résonance est donc théoriquement $0.85 \times 2 = 1.7$ s'il n'y a pas de perturbations.

— Les profils des raies à la température considérée ($T \sim 1000$ °K) ne sont pas d'allure gaussienne, et leur largeur est élargie par la structure hyperfine. Le but de cette comparaison étant de voir si les ordres de grandeur de τ déduits des mesures de D_2/D_1 et de $\Delta\nu/\Delta\nu_D$ sont identiques, nous comparons les largeurs de raies obtenues au début de l'observation, à la largeur obtenue après 20 minutes d'observation $\Delta\nu_0$, alors que le rapport D_2/D_1 a atteint sa valeur théorique 1.7.

Les valeurs de τ obtenues par l'intermédiaire de D_2/D_1 et de l'élargissement sont du même ordre de grandeur.

D_2/D_1	$D_2/D_1 \times \frac{2}{1.7}$	τ DÉDUIT DE D_2/D_1	$\Delta\nu$ *m*K	$\Delta\nu/\Delta\nu_0$	τ DÉDUIT DE $\Delta\nu/\Delta\nu_D$
—	—	—	—	—	—
0.85	1	*2.2*	157	1.3	*2.3*
1.1	1.3	*1*	145	1.2	*1.3*
1.2	1.4	*0.7*	130	1.09	*0.55*
1.7	2	*0.1*	120	1	*0.1*

Mesures faites sur un nuage de sodium le 15 mai 1963

Utilisation de D_2/D_1 comme critère pour déterminer si l'élargissement de la raie est négligeable.

Considérons les relations entre D_2/D_1 et $\Delta\nu/\Delta\nu_D$ au centre du nuage. Nous pouvons écrire que, pour $\Omega = 90°$:

si $D_2/D_1 = 2$, $\tau \leqslant 0.1$ et $\Delta\nu/\Delta\nu_D \leqslant 1.01$

Nous avons comparé les courbes : $D_2/D_1 = f(\tau)$ et $\Delta\nu/\Delta\nu_D = g(\tau)$ pour différentes valeurs de Ω, et différents points du nuage et nous avons vérifié que ces relations restaient vraies dans tous les cas.

La courbe de la figure 18 représente la variation de $\Delta\nu/\Delta\nu_D$ en fonction de D_1/D_2.

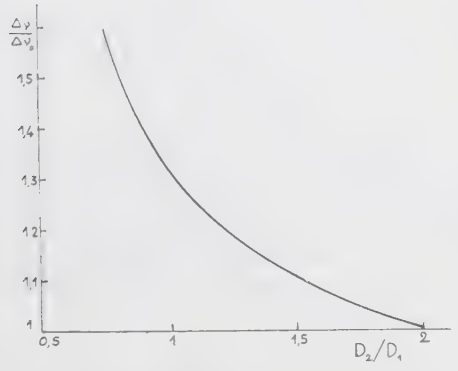


FIG. 18. — Élargissement des raies en fonction du rapport D_2/D_1.

4. *Polarisation.*

Nous n'avons pas utilisé la polarisation de la lumière émise par le nuage pour nous renseigner sur l'état de diffusion multiple. Cependant quelques mesures de polarisation ont été faites sur nuages de sodium, par exemple le 13 juin 1960 sur un nuage Na-K contenant 300 g de Na [18]. Les mesures faites à différentes altitudes montrent que la polarisation reste inférieure à 6,5 % durant des 24 minutes d'observation. A la fin de l'observation à 160 km $P = 3.8\ \% \pm 2\ \%$ ce qui indique une valeur de l'épaisseur optique comprise entre 1 et 10. Il n'y a pas de mesures de D_2/D_1 sur ce nuage avec lesquels ces résultats puissent être comparés, mais l'observation le 2 mars 1960 d'un nuage Na K contenant 280 g de Na montre après le même temps, une épaisseur optique voisine de 1. La précision des mesures de polarisation que nous avons obtenues est insuffisante pour mesurer τ.

REMARQUE 1. — RAPPEL DES RÉSULTATS DU CALCUL DU TRANSFERT DE RAYONNEMENT PAR C. COHEN-TANNOUDJI.

Le calcul du transfert du rayonnement a déjà été appliqué au cas d'un nuage alcalin par C. COHEN-TANNOUDJI. Nous allons rappeler brièvement la méthode utilisée, et les résultats obtenus (réf. 19).

Pensant plus particulièrement au cas d'un nuage formé par une traînée continue, COHEN traite le problème en assimilant le nuage à un prisme de section carrée, puis résoud le problème dans un plan perpendiculaire à l'axe du nuage ; à l'intérieur de ce modèle, il admet une répartition uniforme d'atomes neutres et considère une observation à 45° de l'excitation solaire. Pour pouvoir traiter le problème, il assimile la forme du profil d'absorption à un créneau d'amplitude a et de largeur $\Delta\nu$ donnant une opacité équivalente calculée par Kenty. Il suppose qu'il n'y a pas redistribution en fréquence et que le diagramme de rayonnement est isotrope. Nous voyons que ces hypothèses représentent une grande simplification par rapport au modèle que nous avons considéré. Le problème de transfert est alors traité en généralisant à deux dimensions la théorie de Milne dans l'approximation de Schuster-Schwarzschild. Cela revient à caractériser le champ de radiation par son anisotropie moyenne le long de 2 axes ox, oy, dans le plan perpendiculaire à l'axe du nuage. On est ainsi ramené à résoudre un système de 4 équations différentielles linéaires à la place de l'équation intégro-différentielle.

Nous allons exposer les résultats et les comparer aux résultats obtenus précédemment (fig. 19) :

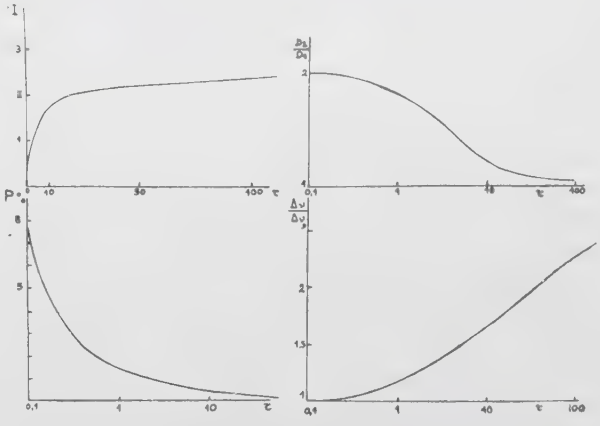


FIG. 19. — Résultats des calculs de diffusion multiple C. COHEN-TANNOUDJI.

— L'intensité émise par le nuage dans une direction à 45° de l'excitation, est linéaire en fonction de τ jusqu'à $\tau = 0.5$ puis tend vers une saturation, mais celle-ci est atteinte pour des valeurs de l'épaisseur optique 10 fois supérieures à celles pour lesquelles nous obtenons le même phénomène pour le même angle d'observation.

— Le rapport D_2/D_1 qui s'en déduit décroit de 2 à 1 (sans atteindre de valeurs inférieures à 1), la courbe obtenue est translatée parallèlement à l'axe des τ, par rapport à celle de la figure 11. D_2/D_1 ne commence à différer de la valeur théorique 2 que pour $\tau > 0.3$ (au lieu de $\tau > 0.1$) et atteint la valeur 1 asymptotiquement à 5 % près pour $\tau = 100$ (au lieu de $\tau = 10$).

— La variation de la polarisation en fonction de τ est beaucoup plus rapide.

— La courbe de l'élargissement $\Delta\nu/\Delta\nu_D = f(\tau)$ est très proche de celle que nous avons obtenue (à un facteur 1.1 près).

Ces différences observées dans les résultats ne sont pas surprenantes : les hypothèses faites pour résoudre le problème sont essentiellement différentes :

— Profil d'absorption gaussien — ou créneau carré.

— Répartition d'atomes neutres gaussienne — ou uniforme.

— Surtout, existence ou non d'une complète redistribution en fréquence.

Les hypothèses faites dans ce calcul, quant à la géométrie du problème, représentent mieux que le modèle sphérique ce qui se passe à l'intérieur d'une cuve à résonance, et on pourrait penser que les résultats du calcul coïncideraient assez bien avec l'expérience dans ce cas précis. Or, les mesures de rapport D_2/D_1 montrent un meilleur accord avec les résultats obtenus avec le modèle sphérique. Il est vraisemblable que la principale raison de la différence entre les deux séries de résultats provient de l'hypothèse concernant la redistribution en fréquence.

Remarque 2. — Rapport d'intensité des deux premiers doublets de la série principale.

Nous n'avons considéré au cours de ce chapitre que le premier doublet de la série principale des alcalins ; le second doublet a également été observé dans le cas du sodium (3302-3303 Å) par Vassy et Manring et dans le cas du potassium (4044-4047 Å) par nous-mêmes. Les intensités relatives de ces deux doublets ont été mesurées pour le sodium : les rapports obtenus ont atteint des valeurs de 1 : 5 alors que le rapport théorique est 1 : 100 indiquant ainsi de très fortes épaisseurs optiques (réf. 20, 21). Nous n'avons pas utilisé la mesure des intensités relatives de ces doublets pour évaluer τ car les mesures photométriques dans des domaines du spectre séparés par 3000 Å sont entachées d'une trop grande erreur.

CHAPITRE 1-4

EXCITATION DU NUAGE. PERTURBATION DE L'EXCITATION PAR LA PRÉSENCE DES ÉLÉMENTS NATURELS. DURÉE D'OBSERVATION

Les nuages artificiels d'alcalins émettent les raies de résonance lorsqu'ils sont soumis à l'excitation solaire : en principe, il serait donc possible d'observer un tel nuage du lever au coucher du soleil. Nous nous sommes limités à l'observation des nuages au crépuscule (matin et soir), car le rapport signal sur bruit pendant la journée est insuffisant avec les techniques utilisées actuellement.

L'énergie solaire disponible à l'altitude où les nuages sont créés, est de l'ordre de :

$$2 \times 10^{-9} \text{ ergs/cm}^2.\text{sec}.\text{sec}^{-1}$$

pour le spectre visible. Il faut tenir compte de l'absorption au fond des raies de Fraunhofer, et l'énergie disponible peut être sérieusement diminuée : l'énergie résiduelle est de 5 % pour le sodium, de 30 % pour le potassium. D'autre part, certaines raies peuvent être absorbées par l'atmosphère terrestre ; par exemple la raie D_2 du potassium est totalement absorbée par une bande de l'oxygène moléculaire, et seule la raie D_1 est observable.

Une cause importante de perturbation provient de la présence d'alcalins existant à l'état naturel dans l'atmosphère. Nous connaissons l'existence de sodium lithium, potassium ; ces alcalins sont concentrés dans des couches d'épaisseur et d'altitude variables, voisines de 80 km [22]. Le sodium est le plus abondant et les rapports d'abondance du lithium et du potassium au sodium sont respectivement de l'ordre de 1/1000 et 1/100.

L'épaisseur optique verticale d'une telle couche est faible, mais lorsque, avant d'exciter le nuage, le rayonnement solaire la traverse tangentiellement, l'épaisseur optique peut devenir environ 70 fois plus grande, et peut alors ne pas être négligeable [23] : le spectre de la lumière solaire incidente est alors altéré par l'absorption au cours de cette traversée, et l'intensité, le profil de la raie et le rapport D_2/D_1 de la lumière diffusée par le nuage en sont sérieusement affectés. Nous avons effectivement observé cet effet sur des nuages de sodium, et des mesures simultanées de l'abondance du sodium naturel, et de l'altitude de cette couche par les techniques habituelles [24] nous ont permis de vérifier que cet effet avait les caractères et l'amplitude prévus par la théorie [25].

Calculons comment la traversée d'une telle couche affecte l'intensité de l'excitation, le rapport D_2/D_1 et le profil de la raie excitatrice :

Nous appellerons τ_c l'épaisseur optique de la couche d'alcalin naturel traversée par le rayonnement excitateur, T_c la température de l'atmosphère à l'altitude de cette couche, et T_n la température

du nuage : les largeurs des coefficients d'absorption dans la couche naturelle et dans le nuage sont respectivement :

$$(\Delta\nu_D)_c = \frac{\nu_0}{c}\sqrt{\frac{2RT_c}{M}} \quad \text{et} \quad (\Delta\nu_D)_n = \frac{\nu_0}{c}\sqrt{\frac{2RT_n}{M}}$$

— à l'altitude moyenne de 80 km : $T_c \# 200$ °K ;
— aux altitudes d'observation des nuages : $T_n \geqslant 200$ °K.

Les largeurs $(\Delta\nu_D)_c$ et $(\Delta\nu_D)_n$ sont donc du même ordre de grandeur, ou tout au moins

$$(\Delta\nu_D)_c \leqslant (\Delta\nu_D)_n.$$

Le spectre excitateur que nous avons supposé uniforme autour de la fréquence ν_0 sur une largeur au moins égale à 3 $(\Delta\nu_D)_n$, va être absorbé dans cet intervalle de fréquence.

L'énergie disponible pour exciter le nuage est alors atténuée et nous allons estimer l'ordre de grandeur de cet effet dans le cas du sodium naturel ; le centre de la raie D_1 est atténué par le facteur :

$$\exp\left\{-\tau_c \exp\left[-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)_c^2\right]\right\}$$

et le centre de la raie D_2 par :

$$\exp\left\{-2\tau_c \exp\left[-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)_c^2\right]\right\}$$

les fonctions de transmission de D_1 et D_2 en tenant compte de la diffusion multiple ont été calculées par différents auteurs [26]. Si nous considérons une abondance maximum de sodium naturel (10^{10} atomes/cm^2), l'épaisseur optique maximum est $\tau_c \sim 0.5$ et les facteurs de transmission $T(D_1) \sim 0.8$ et $T(D_2) \sim 0.6$.

Les épaisseurs optiques des couches de Li et K naturel sont beaucoup trop faibles pour absorber de façon notable le rayonnement excitateur ; les expériences ont montré que l'effet n'était pas observable.

Par contre, nous avons fréquemment observé l'effet d'absorption dans la couche de sodium naturel, par son influence sur la forme de la raie et sur le rapport D_2/D_1 : Les fonctions de transmission étant différentes pour D_1 et D_2, le rapport D_2/D_1 va diminuer lorsque le rayonnement excitateur est absorbé. L'épaisseur optique traversée par le rayonnement est une fonction très sensible du degré de dépression solaire ; il en est de même pour $T(D_1)$ et $T(D_2)$ (fig. 20) et nous constatons effectivement un minimum pour le rapport D_2/D_1 lorsque τ_c est maximum. La perturbation due à cet effet dure pendant quelques minutes (correspondant à une variation de 2 degrés de dépression solaire). Nous verrons plus loin (chap. 2.1) comment la largeur de la raie est également perturbée.

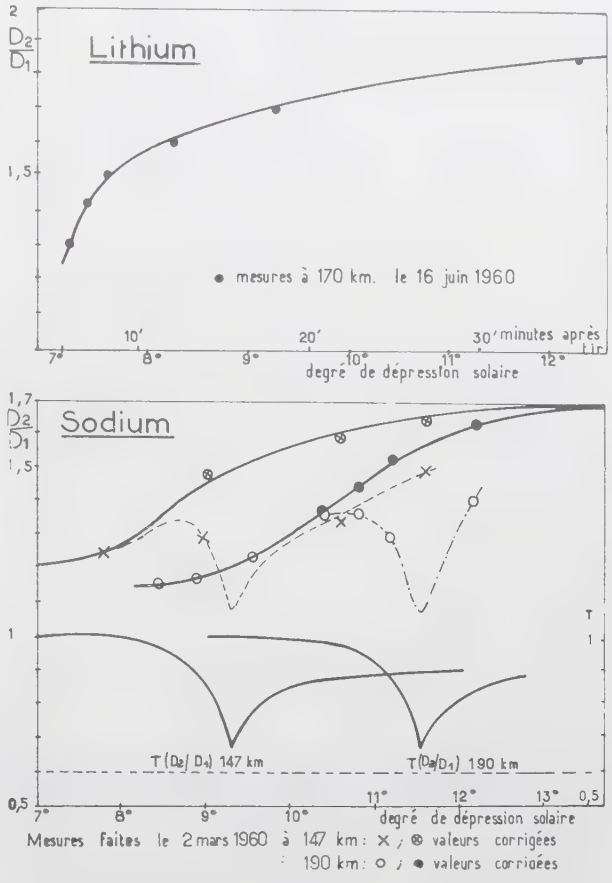


FIG. 20. — Variation de D_2/D_1 en fonction du temps pour des nuages de lithium et de sodium.

La durée d'observation est limitée, d'une part, par la présence à l'altitude considérée, du rayonnement excitateur, et d'autre part, par la qualité du rapport signal sur fond de ciel. Cette seconde condition impose une observation pour des degrés de dépression solaire $< -6°$. La durée d'observation est alors une fonction de la latitude à laquelle a lieu l'expérience, et de l'altitude du nuage considéré. Pour une latitude de 30° la durée possible d'observation est donnée par la figure 21. Nous avons également indiqué sur cette figure le moment où, avant d'entrer dans l'ombre de la terre, le nuage rentre dans l'ombre de la couche de sodium naturel.

Nous voyons que le temps pendant lequel les raies émises ont une forme Doppler correspondant à la température de l'atmosphère ambiante risque d'être très réduit si l'on se souvient que :

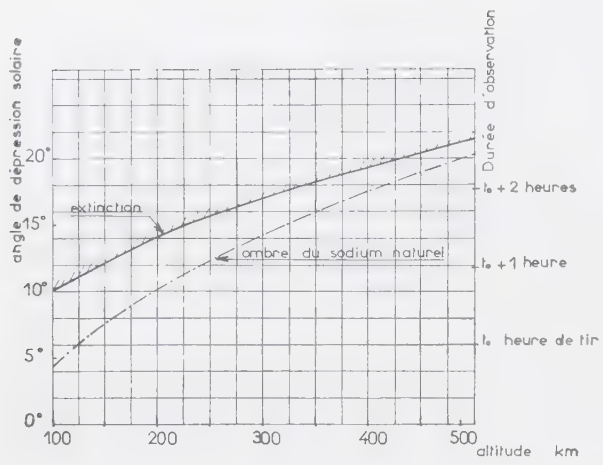


FIG. 21. — Durée d'observation d'un nuage en fonction de l'altitude pour les latitudes moyennes.

— l'équilibre thermique du nuage avec l'atmosphère n'est atteint qu'après quelques minutes ;

— même en émettant une quantité faible d'alcalins, il est nécessaire d'attendre plusieurs minutes avant que la diffusion multiple soit négligeable ;

— s'il s'agit d'un nuage de sodium, les formes de raies seront perturbées quand le rayonnement traverse tangentiellement la couche de sodium naturel.

Cette durée sera particulièrement courte à basse altitude — c'est-à-dire entre 100 et 150 km.

Remarque : Nous avons supposé le spectre solaire uniforme sur une bande passante correspondant à chaque raie de résonance considérée. Dans le cas du sodium, MACK et MCNUTT [15] ont étudié l'ensemble des raies d'absorption atmosphérique autour des raies D. Une seule raie d'absorption pourrait éventuellement perturber l'excitation mais elle est faible et située à 0.09 Å de D_2 vers le bleu, c'est-à-dire à plus de $2\,\Delta\nu_D$ (pour $T_n = 1000$ °K). Les ailes de la raie seront légèrement affaiblies, mais l'erreur introduite est < 0.2 %.

DEUXIÈME PARTIE

MESURES DE TEMPÉRATURE PAR ABSORPTION DES RAIES DE RÉSONANCE

CHAPITRE 2-1

ABSORPTION DES RAIES DE RÉSONANCE, MESURE DE LA LARGEUR DE LA RAIE

2.1.1. EXPOSÉ DE LA MÉTHODE

a) *Interférométrie et spectrographie.*

Les méthodes directes pour mesurer les largeurs de raie utilisent généralement un interféromètre, un spectrographe ou un ensemble de ces instruments. Ces méthodes présentent l'avantage d'éliminer plus facilement la lumière due au fond du ciel, mais l'inconvénient commun de manquer de résolution.

Même en utilisant les techniques interférométriques les plus perfectionnées [27] nous voyons que la méthode n'est pas assez sensible à la variation de la largeur de la raie : supposons que l'on utilise un interféromètre de résolution $R = 5 \times 10^5$ pour des longueurs d'onde voisines de 5000 Å, un tel instrument permet de séparer des raies distantes de 20 à 30 mK (10^{-2} Å) (1 mK = 10^{-3} cm^{-1}). Les largeurs que nous voulons mesurer sont de l'ordre de quelques 10^{-2} Å : par exemple à 1000 °K la raie D_1 du sodium a une largeur de 110 mK (4×10^{-2} Å) D'autre part, la largeur de la raie varie peu avec la température, à cause de l'écart constant entre les composantes de structure hyperfine : en prenant le même exemple entre 500° et 1500 °K la variation relative de la largeur est de 20 % (0.8×10^{-2} Å). La résolution permettra donc de distinguer une variation de largeur correspondant à une variation de température de plusieurs centaines de degrés K.

b) *Méthode d'absorption.*

Au contraire comme nous le verrons plus loin, la méthode d'absorption peut nous permettre de mesurer la température avec une précision de quelques 10 °K. Elle consiste à absorber partiellement la raie de résonance d'un alcalin, à travers une cuve d'épaisseur optique connue. Le taux d'absorption est une fonction de la largeur de la raie incidente, c'est-à-dire de la température.

Cette méthode a été utilisée à l'origine par Bricard et Kastler, pour vérifier que l'émission crépusculaire du sodium était due à la résonance, et pour essayer de mesurer la température de la couche émissive [2].

Rappelons brièvement le principe de la méthode : Supposons que la lumière incidente soit composée d'une raie de résonance d'alcalin de largeur Doppler

$$(\Delta\nu_D)_n = \frac{\nu_0}{c}\sqrt{\frac{2RT_n}{M}}$$

T_n étant la température d'émission.

Si cette lumière traverse une cuve d'épaisseur connue, contenant une vapeur saturante de l'alcalin considéré, à une température connue T_a, le coefficient d'absorption à travers un tel milieu a une largeur

$$(\Delta\nu_D)_a = \frac{\nu_0}{c}\sqrt{\frac{2RT_a}{M}}$$

et le taux d'absorption de la lumière incidente est une fonction de l'épaisseur optique de la cuve τ_a, et du rapport des largeurs de raie :

$$\sqrt{T_n/T_a}.$$

La principale source d'erreur dans la méthode srovenait de l'incertitude sur la valeur de l'épaispeur optique de la cuve τ_a. Nous évitons le calcul de τ_a et nous mesurons sa valeur en absorbant une raie de résonance de largeur connue à travers la cuve. Notre méthode consiste donc à *comparer* l'effet d'absorption produit par la même vapeur sur une source de résonance à température connue, et sur le nuage dont on cherche à déterminer la température — ceci à condition que les largeurs des raies émises par ces deux sources soient Doppler.

2.1.2. EXPRESSION DU FACTEUR DE RÉDUCTION

a) *Calcul de l'absorption d'une vapeur monoatomique dans le cas d'une raie simple.*

Le calcul de l'absorption a été fait en admettant pour les profils de raie d'émission et d'absorption *des formes Doppler pures* [28].

La section efficace d'absorption à l'intérieur du nuage est donc :

$$K_\nu = K_0 \exp\left[-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)_n^2\right]$$

et à l'intérieur de la cuve :

$$k_\nu = k_0 \exp\left[-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)_a^2\right]$$

K_0 et k_0 étant les coefficients d'absorption au centre des raies d'émission et d'absorption, $(\Delta\nu_D)_n$ et $(\Delta\nu_D)_a$ étant les largeurs Doppler correspondant aux températures du nuage T_n et de la vapeur absorbante T_a.

Nous posons pour simplifier l'écriture :

$$\frac{\nu-\nu_0}{(\Delta\nu_D)_a} = x \qquad \alpha = \sqrt{\frac{T_n}{T_a}}.$$

Les épaisseurs optiques du nuage et de la cuve à absorption à la fréquence ν, respectivement $(\tau_\nu)_n$ et $(\tau_\nu)_a$, s'écrivent en fonction des épaisseurs optiques au centre de la raie, τ_n et τ_a, sous la forme :

$$(\tau_\nu)_n = \tau_n e^{-x^2} \qquad (\tau_\nu)_a = \tau_a e^{-\alpha^2 x^2}$$

L'énergie émise par le nuage, si l'on admet que le nuage est optiquement, mince, s'écrit :

$$I_0 = C\int_{-\infty}^{\infty}[1 - \exp(-\tau_n e^{-x^2})]\,dx \cong C\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2}\,dx$$

et l'énergie après traversée de la cuve à absorption

$$I = C\int_{-\infty}^{\infty}[1 - \exp(-\tau_n e^{-x^2})]\exp(-\tau_a e^{-\alpha^2 x^2})\,dx \cong C\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2}\exp(-\tau_a e^{-\alpha^2 x^2})\,dx$$

Nous définirons le facteur de réduction R par la relation

$$(16)\qquad R = \frac{I}{I_0} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} e^{-\tau_a e^{-\alpha^2 x^2}}\,dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2}\,dx}$$

et le facteur d'absorption par la relation

$$(17)\ A = \frac{I_0 - I}{I_0} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2}(1 - e^{-\tau_a e^{-\alpha^2 x^2}})dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2}\,dx}.$$

Cette dernière fonction a été calculée, et une table de ses valeurs numériques est donnée dans Mitchell et Zemansky [28].

Les fonctions A et R dépendent des deux paramètres

$$\alpha = \sqrt{\frac{T_n}{T_a}} \quad \text{et} \quad \tau_a = k_0 . \rho . l$$

ρ = densité d'atomes dans la cuve ;
l = épaisseur de la cuve traversée ;
le coefficient d'absorption k_0 au centre de la raie est donné par la relation

$$k_0 = \frac{\sqrt{\pi e^2}}{mc} \frac{f}{\Delta\nu_D}$$

e et m étant la charge et la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière, et f la force d'oscillateur de la transition. Nous avons donné dans le tableau I les valeurs de f pour les transitions correspondant aux alcalins que nous considérons.

Cas d'un doublet : nous avons jusqu'à maintenant considéré une raie simple. Mais le calcul est applicable au cas d'un doublet à condition que chacune des raies soit une raie simple.

Il est nécessaire pour calculer la fonction R de connaître le rapport des composantes D_1 et D_2, et de tenir compte du fait que l'épaisseur optique correspondant à D_2 est double de celle de D_1 (nous définirons toujours l'épaisseur optique comme étant celle de D_1). Si $D_2/D_1 = n$ nous aurons :

$$(18)\quad R = \frac{1}{n+1}[1 - A(\tau)] + \frac{n}{n+1}[1 - A(2\tau)].$$

La figure 22 montre un réseau de courbes : $R = f(\alpha, \tau)$ pour une valeur déterminée de $D_2/D_1 = 1.7$ correspondant au cas d'un nuage de sodium optiquement mince.

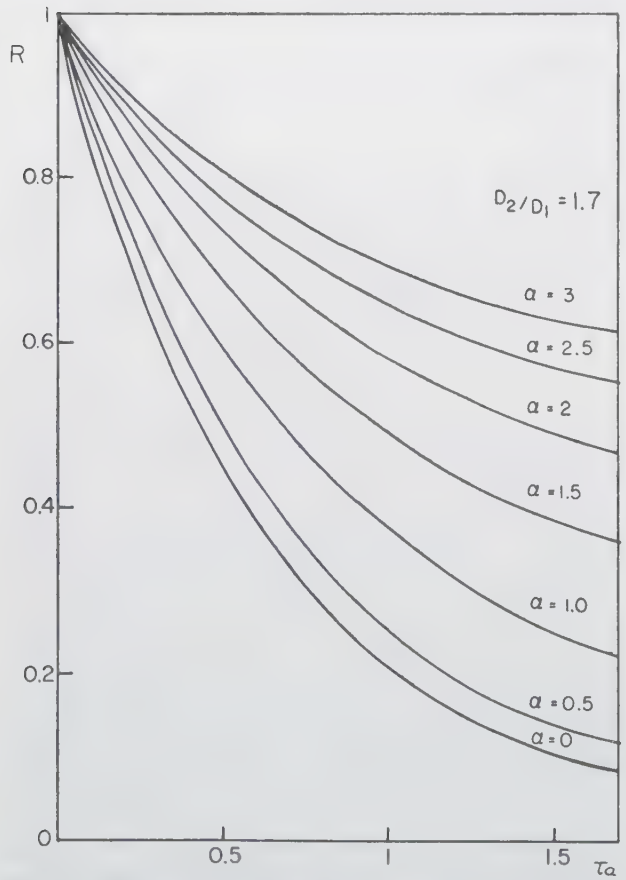


FIG. 22. — Variation du facteur de réduction en fonction de $\alpha = \sqrt{T_n/T_a}$ et τ_a dans l'approximation d'une raie Doppler simple pour D_1 et D_2, et pour $D_2/D_1 = 1.7$.

b) *Influence de la structure hyperfine.*

Nous avons vu que les raies que nous considérons ont une structure hyperfine, et que chaque raie est en réalité un ensemble de 4 ou 6 raies simples qui, dans la plupart des cas, empiètent l'une sur l'autre. Dans une première approximation nous avons ignoré la structure hyperfine : dans le cas du sodium, KASTLER et BRICARD ont montré, utilisant les résultats expérimentaux de ZEHDEN [29] que l'erreur introduite était faible à condition de remplacer les forces d'oscillateurs « vraies » par des valeurs « effectives » f' définies par :

$$f'(D_1) = \frac{4}{5} f(D_1) = 0.267$$

$$f'(D_2) = \frac{4}{5} f(D_2) = 0.532.$$

Dans le cas des autres alcalins (K, Li) la séparation des composantes hyperfines étant faible par rapport à la largeur Doppler des composantes, on peut ignorer la structure hyperfine sans introduire d'erreur importante.

Nous avons fait le calcul de l'effet d'absorption en tenant compte de la structure hyperfine [30]. L'ensemble des résultats pour le sodium, le potassium, le caesium, et le lithium sera publié ultérieurement.

Nous considérons que les différentes composantes de structure hyperfine ont un profil Doppler. Nous définirons, comme dans ce qui précède, l'épaisseur optique comme celle de D_1. Si ko_i est le coefficient d'absorption au centre de chaque composante hyperfine nous définissons l'épaisseur optique de la façon suivante :

$$\tau' = \sum_i ko_i . \rho . l$$

(Σ pour les 4 composantes de D_1).

Cette épaisseur optique est donc différente de τ

que nous avons défini lorsque nous avons utilisé l'approximation d'une forme Doppler simple :

Nous avons $\tau = \frac{4}{5}\tau'$ pour le sodium.

L'expression du facteur de réduction s'écrit en fonction des épaisseurs optiques du nuage $\tau'_n = \sum_i \tau'_{ni}$ et de la cuve $\tau'_a = \sum_i \tau'_{ai}$:

$$(19) \qquad R = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dx \left\{ 1 - \exp\left[- \sum_i \tau'_{ni} e^{-x_i^2} \right] \right\} \exp\left[- \sum_i \tau'_{ai} e^{-\alpha^2 x_i^2} \right]}{\int_{-\infty}^{+\infty} dx \left\{ 1 - \exp\left[- \sum_i \tau'_{ni} e^{-\alpha^2 x_i^2} \right] \right\}}$$

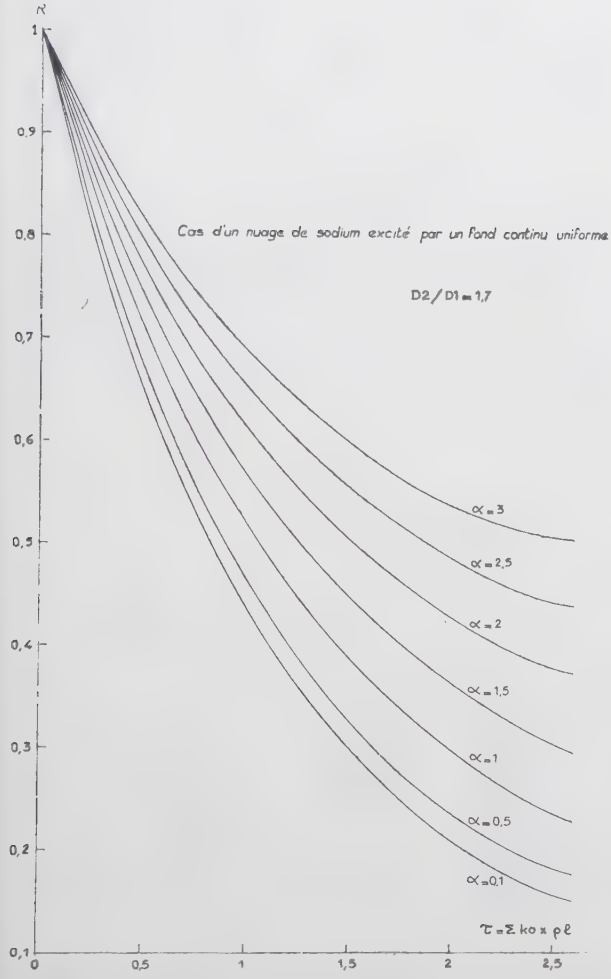


FIG. 23. — Variation du facteur de réduction en fonction de τ et α pour D_2/D_1 donné (calcul tenant compte de la structure hyperfine).

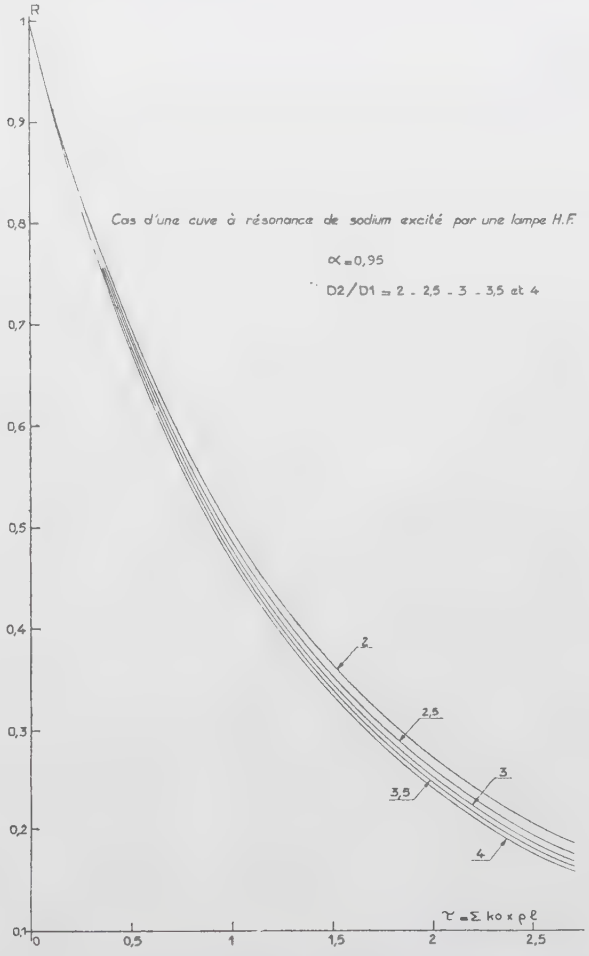


FIG. 24. — Variation du facteur de réduction en fonction de τ et D_2/D_1 pour α donné (calcul tenant compte de la structure hyperfine).

où les $\sum_i$ sont des sommes portant sur les différentes composantes hyperfines et où

$$x_i = \frac{\nu - \nu_{oi}}{\Delta\nu_D},$$

si ν_{oi} est le centre de la composante i. Cette expression est correcte si l'épaisseur optique du nuage τ'_n est suffisamment faible pour que la diffusion multiple soit négligeable ($\tau'_n < 0{,}1$).

Le calcul du facteur de réduction a été fait dans les 2 cas correspondant aux mesures que nous voulons interpréter :

a) cas d'un nuage optiquement mince ($\tau'_n = 0.01$),

TABLEAU II

VALEURS DU FACTEUR DE RÉDUCTION POUR LE SODIUM.

a) $D_2/D_1 = 1.7$

α \ τ'	0.351	0.527	1.04	1.32	1.98
0.1	0.7384	0.6378	0.4236	0.3413	0.2129
0.5	0.7555	0.6598	0.4516	0.3694	0.2386
1	0.7849	0.6991	0.5073	0.4290	0.3011
1.5	0.8086	0.7316	0.5578	0.4859	0.3666
2		0.7601	0.6035		0.4290
2.5		0.7857	0.6451		0.4871
3		0.8082	0.6820		0.5391

b) $\alpha = 0.95$.

D_2/D_1 \ τ'	0.371	0.527	1.04	1.44	1.98	2.7
2	0.763	0.683	0.484	0.376	0.273	0.186
2.5	0.757	0.675	0.473	0.364	0.262	0.176
3	0.752	0.669	0.465	0.355	0.254	0.169
3.5	0.748	0.665	0.458	0.349	0.247	0.164
4	0.746	0.661	0.453	0.343	0.242	0.159

excité par un fond continu uniforme. La valeur du rapport D_2/D_1 à la sortie du nuage a été prise égale à 1,7 dans le cas du sodium, et nulle dans le cas du potassium ;

b) cas de la cuve à résonance, optiquement mince ($\tau'_n = 0.01$) et excitée par une lampe H. F. dont le profil a été déterminé expérimentalement comme nous le verrons plus loin (fig. 34). Dans ce cas, les températures de tête des cuves à résonance et à absorption variant peu, le paramètre $\alpha = \sqrt{T_n/T_a}$ est constant et égal à 0.95 ± 0.01.

Nous avons fait varier le paramètre D_2/D_1 entre 2 et 4, limites extrêmes du rapport des intensités du doublet émis par la cuve à résonance.

Les réseaux de courbes $R = f(\tau', \alpha)$ pour D_2/D_1 donné, et $R = f(\tau', D_2/D_1)$ pour α donné, sont représentés sur les figures 23 et 24 dans le cas du sodium. Nous donnons dans les tableaux II et III les résultats concernant le sodium et le potassium.

Les résultats diffèrent de ceux obtenus dans l'approximation d'une forme Doppler simple. Dans le cas du sodium nous avons vérifié que, si nous groupons toutes les composantes hyperfines autour de la fréquence du centre de la raie nous retrouvons les résultats de KASTLER et BRICARD à condition de considérer la relation entre τ et τ'.

TABLEAU III

VALEURS DU FACTEUR DE RÉDUCTION POUR LE POTASSIUM

a) $D_2/D_1 = 0$

α \ τ'	0.327	0.504	0.766	1.15	1.71	2.51
0.1	0.7943	0.7004	0.5809	0.4414	0.2964	0.1676
0.5	0.8050	0.7156	0.6012	0.4665	0.3246	0.1953
1	0.8298	0.7512	0.6498	0.5287	0.3980	0.2740
1.5	0.8562	0.7894	0.7026	0.5980	0.4831	0.3707
2	0.8786	0.8221	0.7483	0.6588	0.5594	0.4604
2.5	0.8964	0.8480	0.7848	0.7077	0.6215	0.5348
3	0.9102	0.8682	0.8133	0.7462	0.6708	0.5945
3.5	0.9211	0.8842	0.8358	0.7766	0.7100	0.6422

b) $\alpha = 0.95$

D_2/D_1 \ τ'	0.327	0.504	0.766	1.15	1.71	2.51
2	0.7295	0.6206	0.4944	0.3639	0.2462	0.1543
2.5	0.7225	0.6115	0.4837	0.3527	0.2359	0.1465
3	0.7173	0.6047	0.4757	0.3442	0.2282	0.1406
3.5	0.7132	0.5995	0.4694	0.3376	0.2223	0.1360
4	0.7099	0.5953	0.4641	0.3324	0.2175	0.1323

Mais si nous tenons compte de la structure hyperfine les épaisseurs optiques τ et τ' déduites d'une même mesure de R sur la source de calibration ($\alpha \sim 1$) sont dans le rapport 3/2 au lieu de 4/5. Cependant la mesure de l'épaisseur optique n'intervenant que comme intermédiaire dans la détermination de la température, l'erreur introduite sur la mesure de la température, en négligeant la structure hyperfine est inférieure aux erreurs expérimentales pour des valeurs de $\alpha = \sqrt{T_n/T_a}$ voisines de 1.

Dans la suite du texte nous continuerons à utiliser l'épaisseur optique telle qu'on l'a définie dans l'approximation d'une forme Doppler simple pour D_1 et D_2, pour que les comparaisons avec les résultats du calcul de diffusion multiple soient simplifiées.

c) *Influence de la diffusion multiple.*

Nous avons calculé l'élargissement par rapport à la largeur Doppler en fonction de τ_n (fig. 8). Nous pouvons en déduire le taux d'augmentation du facteur de réduction $(R + dR)/R$ en fonction de l'épaisseur optique du nuage τ_n, et pour différentes épaisseurs optiques de la cuve à absorption τ_a (fig. 25). (Nous avons pour cela construit

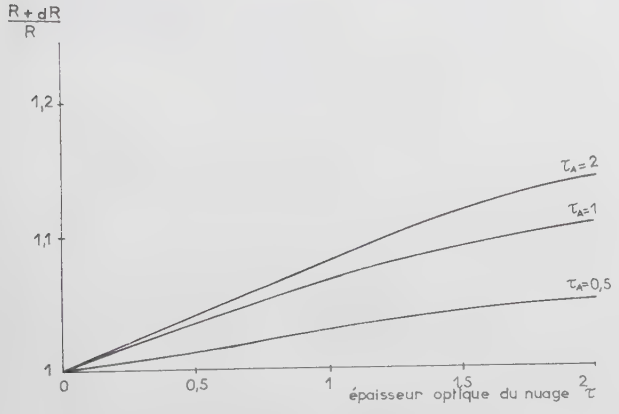


FIG. 25. — Influence de la diffusion multiple sur R pour différents τ_a.

les courbes $R = f(\sqrt{T_n/T_a})$ déduites du réseau de courbes $R = f(\tau_a, \sqrt{T_n/T_a})$ pour D_2/D_1 donné (fig. 22) et nous les avons utilisées dans leur partie la plus linéaire). La figure 25 montre que si la précision des mesures de R est de l'ordre de 1 %, il est nécessaire pour ne pas introduire d'erreur que τ_n soit inférieur à 0.1, c'est-à-dire

$$\Delta\nu/\Delta\nu_D \leqslant 1.01 \quad \text{et} \quad D_2/D_1 = 2.$$

Il serait possible de déduire d'une valeur quelconque de R, la largeur de raie et la température correspondantes, à condition de connaître l'épaisseur optique au même point, par la mesure de D_2/D_1 par exemple. Mais l'évolution relativement rapide du nuage sous l'effet de la diffusion, et la difficulté d'identification de points correspondants du nuage avec précision rendent les erreurs dues à cette méthode inacceptables. Cependant, quand le nuage a atteint une dimension angulaire suffisante et pour des épaisseurs optiques relativement faibles ($\tau_n \leqslant 0.5$), les mesures de R peuvent être corrigées sans introduire d'erreur supérieure à 1 %

d) *Influence de l'absorption par les éléments naturels.*

Nous avons vu comment la raie émise par le nuage peut être perturbée par l'existence d'alcalins à l'état naturel (chap. 1-4).

Nous rappelons les notations utilisées : T_c, T_n T_a sont respectivement les températures de l'élément naturel, du nuage et de la vapeur absorbante τ_c, τ_n, τ_a les épaisseurs optiques des mêmes milieux.

Nous définissons pour simplifier l'écriture

$$a = \sqrt{\frac{T_c}{T_n}} \qquad b = \sqrt{\frac{T_c}{T_a}} \qquad x' = \frac{\nu - \nu_0}{(\Delta\nu_D)_c}$$

l'expression de l'intensité incidente devient

$$I'_o = C \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\tau_c \exp -(x^2)\right] \cdot \exp\left[-(ax')^2\right] dx$$

l'expression du facteur d'absorption s'écrit alors

$$A' = \frac{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} dx' \exp\left[-\tau_c \exp -(x'^2)\right] \exp\left[-(ax')^2\right] \left\{1 - \exp\left[-\tau_a \exp -(bx')^2\right]\right\}}{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} dx' \exp\left[-\tau_c \exp -(x')^2\right] \exp\left[-(ax')^2\right]}, \tag{20}$$

le facteur de réduction s'en déduit comme précédemment, et dans le cas d'un doublet si $D_2/D_1 = n$ nous aurons

$$R' = \frac{1}{n+1}\left[1 + n\,A'(\tau_a, \tau_c)\right]$$

$$= \frac{n}{n+1}\left[1 + \frac{1}{n}\,A'(2\tau_a, 2\tau_c)\right].$$

Le calcul de R′ a été fait dans le cas du sodium ($D_2/D_1 = 1.7$) [25]. La courbe (fig. 26) montre la

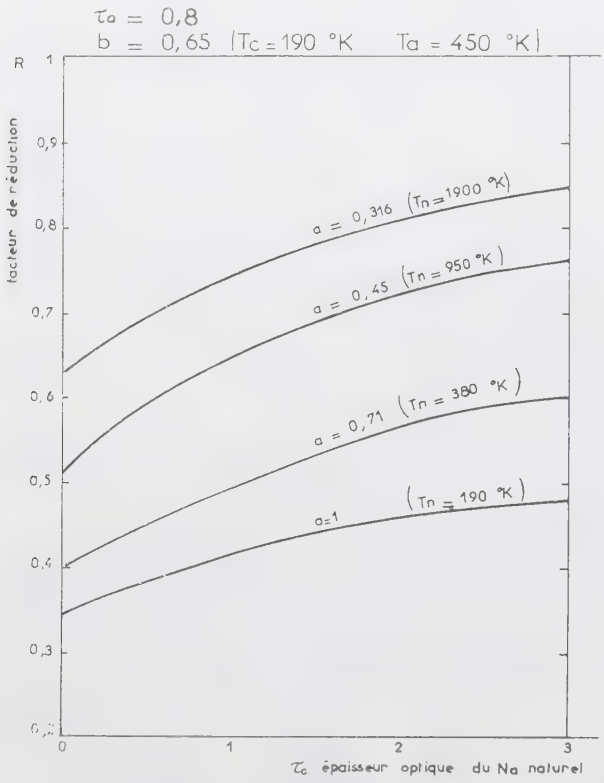


FIG. 26. — Influence sur R de la traversée de la couche de sodium naturel.

variation de R′ en fonction de τ_c pour plusieurs valeurs de a et b, c'est-à-dire de T_n, T_a et pour $T_c = 190$ °K, pour une épaisseur optique de la cuve $\tau_a = 0.8$.

Si nous connaissons les propriétés de la couche naturelle (T_c, τ_c) et les valeurs approximatives de a et b, nous pouvons ainsi tenir compte de cette absorption, et corriger les mesures. En général, nous éviterons d'avoir à faire cette correction qui introduit une nouvelle incertitude, mais nous pouvons inversement déduire les caractères de la couche d'élément naturel de l'effet mesuré sur le facteur de réduction.

Par exemple les observations de l'ombre du sodium naturel sur un nuage émis à 370 km, le 10 décembre 1960, (fig. 43) nous indiquent une abondance de sodium naturel de

$$(8.5 \pm 1.5)\ 10^9 \text{ atomes/cm}^2$$

à l'altitude de 80 km, ce qui est en accord avec les mesures de sodium crépusculaire à cette époque de l'année.

e) *Influence de la vitesse des vents ionosphériques.*

Nous avons considéré pour faire les calculs théoriques que le nuage était immobile. En fait, il est soumis aux vents ionosphériques qui peuvent atteindre 150 m/s autour de 110 km (altitude correspondant au maximum de vent).

Si ce vent a une composante non nulle dans la direction de l'observateur la raie émise par le nuage sera déplacée par effet Doppler d'une quantité $\Delta\nu$ telle que

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v_\Omega}{c}.$$

(v_Ω composante du vent dans la direction d'observation $\vec{\Omega}$).

L'absorption de cette raie et par suite le facteur de réduction sont alors perturbés, et l'ordre de grandeur de cet effet peut ne pas être négligeable. Nous avons fait le calcul pour un modèle de nuage à une température de 1000 °K et une épaisseur optique de la cuve absorbante $\tau_a = 1$.

FIG. 27. — Influence de la composante de vitesse du vent v_Ω sur la détermination de la température.

Les résultats représentés sur la figure 27 sont les suivants : Une composante de vent, parallèle à la direction d'observation ayant une valeur de 50 m/sec, majore la valeur de la température que l'on cherche à mesurer de 2 % si la composante est dans la direction de l'observateur, et d'une valeur inférieure à 0.05 % si la composante est dans la direction opposée.

CHAPITRE 2-2

MÉTHODE DE MESURE

2.2.1. DESCRIPTION DE L'ÉQUIPEMENT

a) *Appareil à absorption.*

La mesure consiste à comparer l'intensité des raies D émises en un point du nuage avant et après absorption par la cuve absorbante. Schématiquement l'appareil comporte donc deux voies différant l'une de l'autre par la présence d'une cuve à absorption sur l'un des trajets optiques.

Les premières mesures de température ont utilisé un procédé photographique [31], mais la non-linéarité des émulsions limitait la précision à des valeurs inacceptables. Nous avons donc mis au point un appareil à détection photoélectrique dont nous allons décrire le principe :

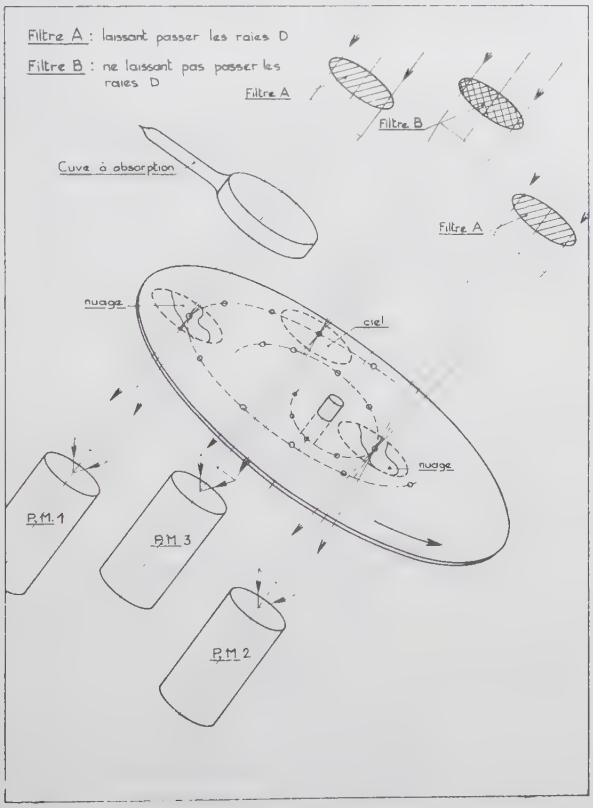


FIG. 28. — Schéma optique de l'appareil à absorption.

Le schéma optique de l'appareil est représenté par la figure 28. Le système optique est identique pour chacune des voies : la lentille d'entrée, de diamètre 7 cm et ouverte à F/3, forme l'image du phénomène dans le plan focal où est placé un disque tournant percé de trous répartis le long d'une spirale ; la rotation du disque permet l'analyse de l'image, soit en 15, soit en 30 secondes, avec une résolution de 1/2 degré, le champ de l'appareil étant de 10°. L'image de l'objectif d'entrée est ensuite formée sur la photocathode d'un photomultiplicateur par un condenseur de diamètre 4 cm, ouvert à F/1, de façon à ce que la même partie de la photocathode soit utilisée quelque soit le point du champ observé.

Nous avons choisi un champ suffisant (10°) pour pouvoir observer simultanément sur chaque « image » l'intensité du nuage et celle du fond de ciel. Cependant nous avons récemment ajouté une troisième voie identique aux précédentes à l'exception d'un filtre Wratten qui ne laisse pas passer la lumière correspondant aux raies D, de façon à avoir constamment, au cours du « balayage » de l'image, une mesure du fond de ciel.

Nous n'avons pas utilisé de filtres interférentiels, car leur transmission varie très rapidement avec l'inclinaison des faisceaux et la correction du facteur de transmission d'un point à un autre du champ eût été trop grande. Nous nous sommes contentés d'utiliser des filtres gélatine Wratten 23A pour le sodium et 88A pour le potassium. Les photomultiplicateurs utilisés pour le sodium ont été des Lallemand à 20 étages, puis des RCA 6199 à 10 étages, les uns et les autres avec une photocathode caesium-antimoine, et pour le potassium des EMI 9588 B à couche trialcaline. Les photomultiplicateurs sont refroidis à — 30 °C par un réfrigérateur à fréon 12.

La cuve à absorption (fig. 29) est à faces parallèles polies optiquement. Elle contient une petite quantité d'alcalin distillé sous vide de 10^{-6} mm de Hg. Les deux parties de la cuve (tête et queusot) sont isolées thermiquement et chauffées indépendamment à des températures

$$T_a \text{ et } \Theta_a \quad (T_a = \Theta_a + 20\ ^\circ\text{C}).$$

L'alcalin à l'état liquide est maintenu dans le queusot de la cuve grâce au gradient de température entre les deux parties de la cuve, de façon à ce qu'il n'y ait pas de dépôt métallique sur les faces traversées par la lumière. Le chauffage se

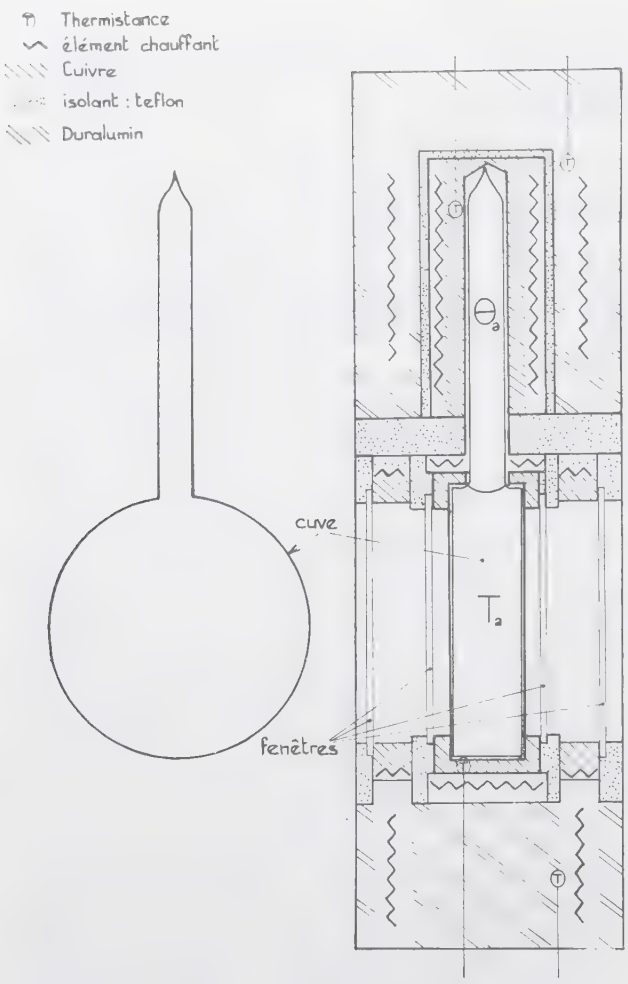


Fig. 29. — Schéma de la cuve et du four à absorption.

fait par l'intermédiaire d'une enceinte en laiton de quelques mm d'épaisseur.

La précision du contrôle de température par thermistance atteint 1/10 de degré. La mesure des températures se fait grâce aux thermistances préalablement étalonnées. L'ensemble est placé dans un bloc de duralumin chauffé à une température inférieure aux précédentes, de façon à protéger la cuve des fluctuations de la température extérieure. L'ordre de grandeur des températures utilisées est tel que la cuve, d'épaisseur $e = 16$ mm, ait une épaisseur optique comprise entre 0.5 et 1.5. La température de la tête T_a détermine la largeur du coefficient d'absorption de la vapeur puisqu'elle est supérieure à la température du queusot Θ_a qui détermine la pression de vapeur saturante (donc τ_a).

Sodium ..	Θ_a de 135 à 155 °C	T_a de 155 à 175 °C
Potassium	Θ_a de 60 à 80 °C	T_a de 80 à 100 °C

Nous montrons plus loin comment faire le choix de ces températures.

Électronique : Le signal est amplifié et enregistré graphiquement. Les chaînes électroniques utilisées ont été améliorées au cours des expériences. Nous avons utilisé un ensemble électromètre-amplificateur pour attaquer un enregistreur SEFRAM (60 V — 500 mA) et plus récemment un électromètre attaquant directement le galvanomètre d'un enregistreur à ultra-violet (10 μV, 1 μA). L'ensemble de l'électronique a une réponse linéaire jusqu'à des fréquences de 50 hertz. La figure 30 montre un exemple d'enregistrement.

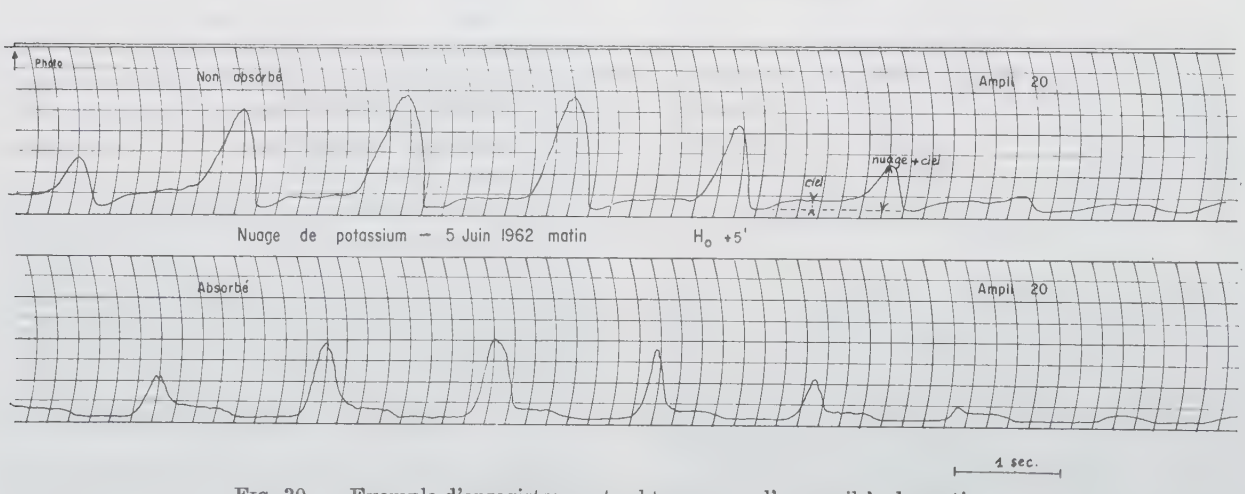


Fig. 30. — Exemple d'enregistrements obtenus avec l'appareil à absorption.

Appareils accessoires : Un appareil de champ et un interféromètre Fabry-Perot à faible résolution sont solidaires de l'appareil à absorption, de façon à pouvoir interpréter l'image photoélectrique pour localiser la zone d'observation et y mesurer le rapport D_2/D_1.

Le bloc-diagramme de l'appareil à absorption est représenté sur la figure 31.

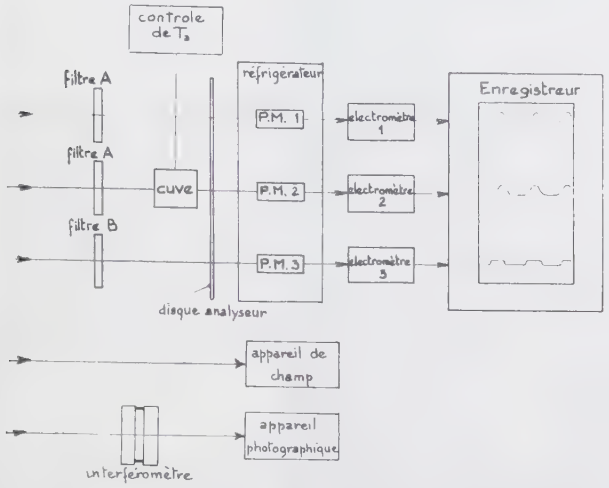


FIG. 31. — Bloc-diagramme de l'appareil à absorption.

b) *Source de résonance de référence.*

Cette source est destinée à la mesure de l'épaisseur optique de la cuve absorbante. Elle doit émettre une raie de résonance de largeur connue et déterminée uniquement par la température de la cuve. Il est donc important que la raie de résonance ne soit pas élargie par diffusion multiple, et que l'intensité de la raie excitant la résonance soit uniforme sur une largeur spectrale correspondant à la largeur de la raie de résonance.

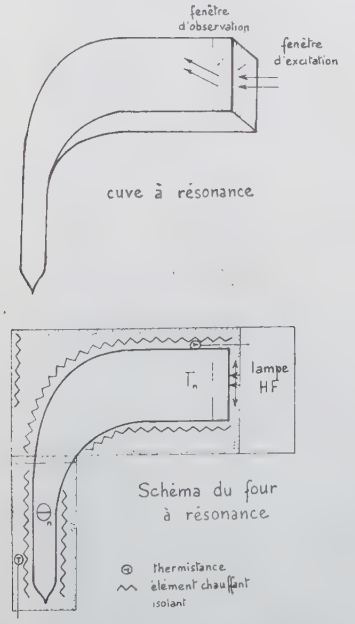


FIG. 32. — Cuve et four à résonance.

Cuve à résonance : La cuve utilisée est une cellule de section carrée (5 × 5 cm) et dont le queusot est coudé, pour éviter la lumière parasite (fig. 32). La tête, dont les faces sont polies, comporte deux « fenêtres » pour l'excitation et l'observation, proches l'une de l'autre de façon à ce que le chemin optique des photons de résonance soit minimum. La tête et le queusot sont maintenus à des températures T_n et Θ_n telles que $T_n = \Theta_n + 20$ °C, pour éviter un dépôt métallique sur les fenêtres. Les chauffages de ces deux parties sont indépendants et leur température est maintenue constante

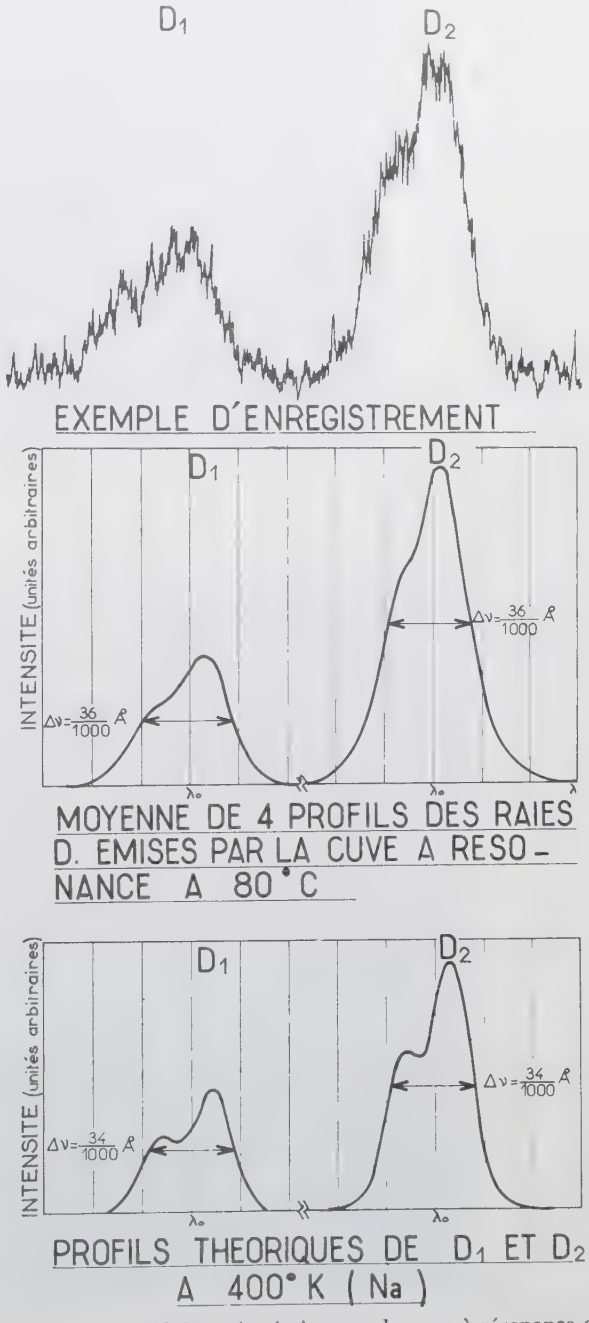


FIG. 33. — Profil des raies émises par la cuve à résonance de sodium à 80 °C et comparaison avec le profil théorique.

à 1/10 de degré près. L'enceinte assurant le chauffage du queusot est amovible et peut être remplacée par un système réfrigérant de façon à pouvoir vérifier l'absence de lumière parasite à une température à laquelle la pression de vapeur de l'alcalin est très faible.

Nous avons déterminé par interférométrie les températures de fonctionnement assurant une largeur Doppler de la raie sans effet de diffusion multiple :

$\Theta_n = 80$ °C $\quad T_n = 100$ °C pour Na

$\Theta_n = 40$ °C $\quad T_n = 60$ °C pour K.

La pression de vapeur est alors de l'ordre de 10^{-6} mm Hg et l'épaisseur optique $\tau \sim 10^{-2}$. La figure 33 montre un profil des raies de résonance obtenu sur la cuve à résonance de sodium à 80 °C, et comparé à un profil théorique de ces mêmes raies.

Source excitatrice : Il est nécessaire d'employer une source monochromatique pour exciter la résonance, car le rapport signal de résonance sur lumière parasite ne permettrait pas une mesure suffisamment précise de R si la source était une lumière blanche. Comme les raies émises par les lampes spectrales présentent un profil renversé, nous avons mis au point des sources excitées par haute fréquence [32]. Les lampes sont constituées par des petites ampoules remplies sous vide d'une faible quantité d'alcalin et d'argon sous pression d'environ 4 mm de Hg. (Le verre utilisé doit être choisi pour éviter une attaque rapide par l'alcalin : verre MO_2 pour Na, MO pour K). Ces lampes sont excitées par un émetteur à haute fréquence (50 watts, 100 MHz). Nous avons étudié les profils des raies émises avec l'interféromètre à haute résolution (fig. 34). Les profils de raies obtenus ont une forme de créneau carré et sont larges (65 à 70/1000 Å pour Na) par rapport à la largeur de la raie à exciter (34/1000 Å pour Na), ce qui correspond à nos besoins. Nous avons vérifié que

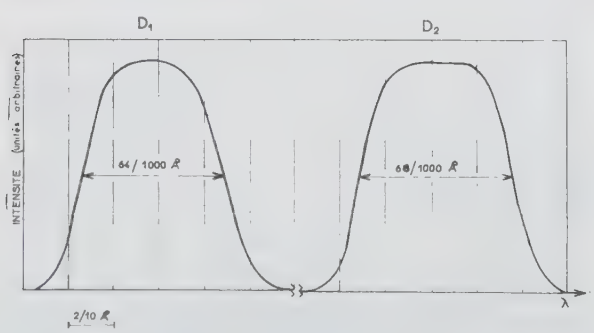


Fig. 34. — Profil des raies émises par la lampe Haute Fréquence.

l'excitation de la cuve à résonance par une telle raie ne modifiait en rien la valeur de l'épaisseur optique mesurée (chap. 2.1.).

La lumière émise par la lampe est recueillie par un condensateur d'Abbe qui en forme l'image au foyer d'un objectif de microscope. Nous obtenons dans la cuve un faisceau parallèle et nous en observons la résonance le plus près possible de la face d'entrée. L'observation se fait par l'intermédiaire d'un système à 4 miroirs inclinés à 45° sur l'axe, de façon à permettre l'observation simultanée de la source par les voies directes et absorbées.

L'appareil à absorption est représenté sur la figure 35 et l'ensemble de l'appareil à absorption et de la source de calibration sur la figure 36.

c) *Interféromètres.*

Deux types de mesures ont nécessité l'utilisation d'interféromètres : la mesure du rapport D_2/D_1, et l'étude de l'élargissement et du profil des raies émises. Ces mesures ont été faites par des interféromètres de Fabry-Perot de deux types différents.

Interféromètres photographiques destinés aux mesures de D_2/D_1. Deux types d'appareil ont été utilisés :

— pour faire des mesures de R et D_2/D_1 simultanément, et en tout point du champ couvert par l'appareil à absorption, nous avons rendu l'interféromètre solidaire de ce dernier. L'interféromètre est alors monté devant un simple objectif photographique ouvert à F/1 ;

— pour obtenir une mesure de D_2/D_1 plus précise et point par point nous avons employé un télescope Cassegrain de 30 cm de diamètre et 47 minutes de champ et un réducteur d'images (type Courtès) muni d'un objectif F/1. L'interféromètre placé à la sortie du collimateur est dans une enceinte thermostatée.

L'un et l'autre de ces montages utilisent des lames de quartz de 7 cm de diamètre, traitées à 5 $\lambda/4$ pour 6000 Å, ayant une finesse de 30 et une transmission de 80 à 90 %. Les ordres d'interférence nécessaires pour séparer les raies D varient de 1000 pour Na et K ($e = 200\ \mu$) à 2×10^4 pour Li ($e = 5{,}8$ mm).

Interféromètre photoélectrique à haute résolution : Cet interféromètre a été construit pour l'étude des formes de raies par l'observatoire de Marseille, sous la direction de G. Courtès. Son principe a été d'abord imaginé par Jacquinot et Dufour [33]. La figure 37 en montre le schéma optique : les lames d'interféromètres séparées par des cales d'invar sont placées dans une chambre dans

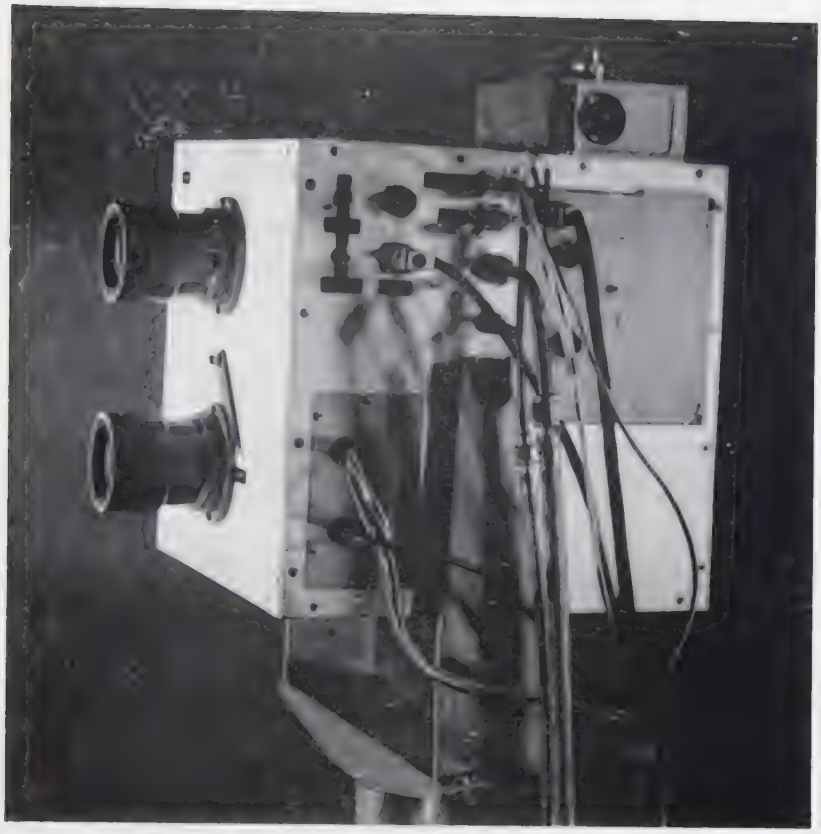


FIG. 35. — Photographie de l'appareil à absorption.

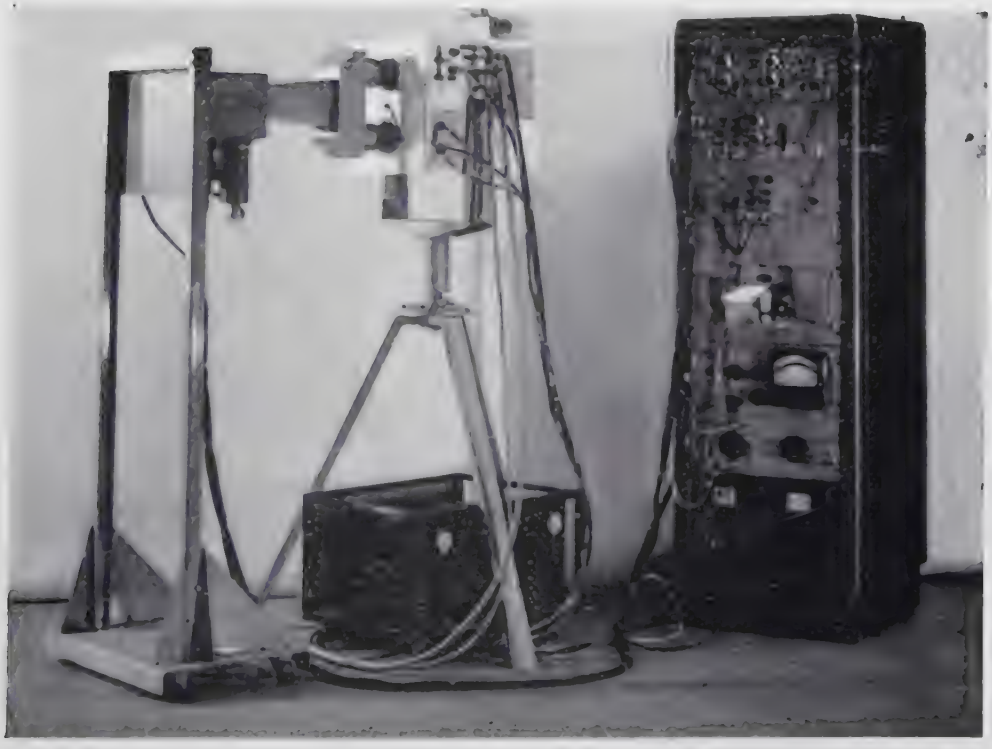


FIG. 36. — Photographie de l'appareil à absorption en cours de calibration.

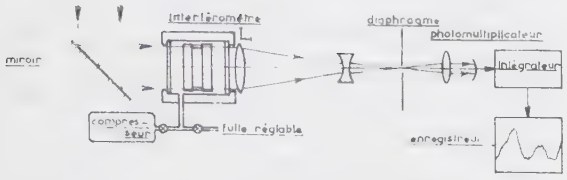


FIG. 37. — Schéma optique de l'interféromètre à haute résolution.

laquelle la pression est variable (de 1 à 6 atmosphères) de façon à faire varier l'ordre d'interférence au centre. On isole la tache centrale par un diaphragme placé dans le plan focal de la lentille L ce qui définit la bande passante de l'appareil. Le système de détection, constitué par un photomultiplicateur Lallemand, un compteur de photons et un enregistreur, permet d'obtenir directement le profil des raies.

Cet appareil a été utilisé pour étudier les raies D du sodium et ses caractéristiques sont les suivantes : les lames utilisées sont traitées à 7 $\lambda/4$, leur finesse effective est de l'ordre de 20. la distance entre les lames étant $e = 8840\ \mu$, l'ordre d'interférence au centre est de l'ordre de $P = 30.000$, l'intervalle entre ordre est de 2/10 Å, et la résolution, $R = 600.000$, est suffisante pour résoudre la structure hyperfine des raies D du sodium. La résolution a été limitée par la largeur de l'intervalle spectral libre suffisant pour obtenir D_1 et D_2 et par le champ de l'appareil nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit convenable.

2.2.2. MESURES

a) *Mesure de l'altitude et de la vitesse des vents.*

Toute mesure de température est accompagnée d'une détermination de l'altitude et de la vitesse des vents. Ces mesures sont effectuées à partir de photographies du nuage par des procédés stéréo-photogrammétriques et ont été décrites en détail dans plusieurs publications [34], [35].

La précision des mesures d'altitude varie de 1 à 5 % lorsque l'altitude croît de 100 à 200 km, et la vitesse des vents est déterminée dans cette même région à 10 % près. Les mesures d'altitude au-dessus de 200 km sont moins précises, le nuage diffusant plus rapidement ; nous utiliserons les mesures faites dans les premières minutes suivant l'émission, ou la détermination faite par radar de l'altitude d'émission. Les vents au-dessus de 200 km sont donc difficiles à mesurer, mais leur amplitude est faible ($\leqslant$ 50 m/s) et leur influence sur le facteur de réduction est négligeable.

En fait, nous n'avons jamais eu à corriger les mesures de cet effet : même pour les plus grandes vitesses de vent mesurées (200 m/s à Fort-Churchill le 21 mai 1963) la composante du vent dans la direction de l'observateur était négligeable car le vecteur vent est horizontal, et l'observation était faite dans une direction proche du zénith.

b) *Mesure de D_2/D_1 et contrôle de l'état de diffusion multiple.*

Nous avons vu qu'il est nécessaire de connaître la valeur du rapport D_2/D_1 pour déterminer l'expression du facteur de réduction (chap. 2.1.) ; d'autre part, nous connaissons la relation entre D_2/D_1 et l'élargissement de la raie par rapport à la largeur Doppler. Toute mesure du facteur de réduction est donc accompagnée d'une mesure de D_2/D_1 :

— sur la source de référence, il est nécessaire de vérifier que si le rapport des raies du doublet émis par la source excitatrice est $n/2$, le rapport des raies D après résonance est n. (Nous avons trouvé des valeurs de n comprises entre 2 et 3 ; en effet, l'épaisseur optique de la lampe à excitation haute fréquence n'est pas négligeable et le rapport des raies D émises est différent de 2). La connaissance de cette valeur de n permet de construire le réseau $R = f(\alpha = \sqrt{T_n/T_a}, \tau_a)$ qui doit être utilisé.

— sur le nuage, la mesure de D_2/D_1 permet de connaître l'importance de la diffusion multiple, et de l'absorption par les éléments naturels.

Remarque : Dans le cas du potassium, l'une des raies étant absorbée par l'oxygène de l'atmosphère, cette vérification n'est pas possible ; nous avons résolu le problème en formant un nuage de Na et K avec une très faible proportion de K, et nous pouvons suivre l'évolution de l'épaisseur optique du nuage sur le sodium.

c) *Choix de l'épaisseur optique de la cuve à absorption τ_a.*

Nous devons choisir l'épaisseur optique de la cuve à absorption pour obtenir la meilleure précision possible sur le facteur de réduction. La température de la vapeur absorbante T_a varie dans des limites très réduites ($T_a = 440^0 \pm 10$ °K pour Na, et $370^o \pm 10$ °K pour K) et le paramètre $\alpha = \sqrt{T_n/T_a}$ est surtout une fonction de T_n, la température à mesurer. Si nous traçons les courbes $R = f(\alpha)$ pour différentes épaisseurs optiques τ_a (fig. 38) nous voyons que si : $\alpha < 1$, c'est-à-dire : $T_n < 400$ °K, il est possible de prendre une épaisseur optique faible, $\tau_a = 0{,}5$ par exemple ; par contre, si $\alpha \sim 1{,}5$ ($T_n \sim 1000$ °K) il est préfé-

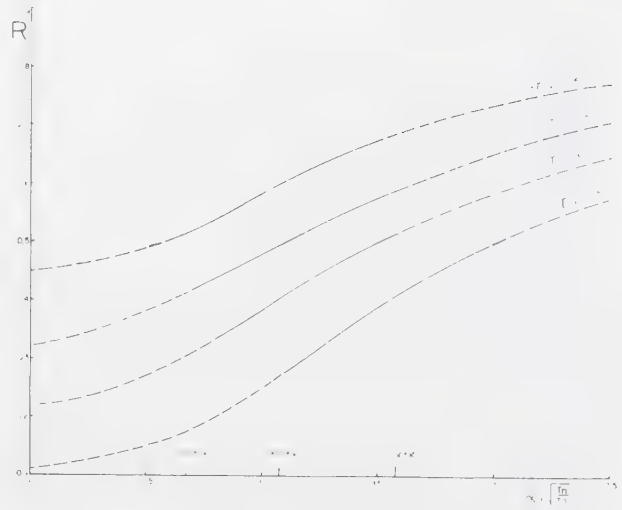


FIG. 38. — $R = f(\alpha = \nu T_n/\overline{T_a})$ pour différentes valeurs de l'épaisseur optique τ_a de la cuve à absorption.

rable de prendre $\tau_a = 1.5$ pour utiliser une courbe $R = f(\alpha)$ de plus grande pente.

Le choix de l'épaisseur optique étant fait, il est nécessaire de déterminer les températures Θ_a et T_a de la cuve à absorption. En général nous choisirons τ_a avec précision par calibration sur la source à résonance en faisant varier Θ_a autour de la valeur indiquée par le calcul.

Calcul de l'épaisseur optique : Nous avons vu que pour une raie simple (ou pour chaque composante de structure hyperfine) :

$$\tau = k_0 \rho l$$

le coefficient d'absorption au centre de la raie

$$k_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc} \cdot \frac{f}{\Delta\nu_D}$$

est calculable si l'on connaît les forces d'oscillateur ;

ρ : densité d'atomes à l'intérieur de la cuve est une fonction de la pression de vapeur saturante p définie par la température Θ_a du queusot :

$$\log_{10} p = -\frac{0.05223}{\Theta_a} a + b$$

(Θ_a = température absolue)

avec les valeurs de a et b suivantes [36] :

ALCALIN	a	b
Sodium	103.300	7.553
Potassium...	84.900	7.183
Caesium	73.400	6.949

La pression de vapeur saturante détermine la densité d'atomes dans le queusot :

$$\rho = \frac{p}{k\Theta_a}$$ (p en baryes, k : constante de Boltzmann)

ou en utilisant comme unité de pression le mm de Hg :

$$\rho = 0.966\ 10^{19} \frac{p}{\Theta_a}.$$

Pour tenir compte du gradient de température entre la tête et la queue, on écrit que la densité d'atomes dans la tête est :

$$\rho \times \sqrt{\Theta/T} \qquad (T = \Theta + 20^{\circ}).$$

La figure 39 montre la variation de τ_a pour une cuve de 1 cm d'épaisseur, en fonction de Θ_a pour N_a et K.

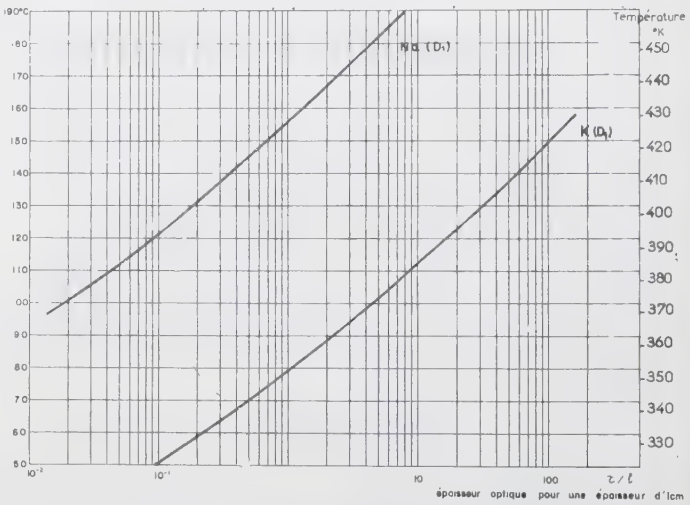


FIG. 39. — Variation de l'épaisseur optique en fonction de la température de queue de la cuve à absorption pour Na et K.

Remarque 1 : Les épaisseurs optiques que nous avons utilisées sont ~ 0.5 à 1. Il est à noter que l'émission par diffusion dans un tel milieu n'est pas négligeable et il est nécessaire que les faisceaux optiques soient peu inclinés sur l'axe. Dans le cas du sodium, nous avons obtenu avec l'interféromètre à haute résolution des profils du coefficient d'absorption et la comparaison avec les profils théoriques est satisfaisante (fig. 40).

Remarque 2 : Nous avons précisé dans la description du four à absorption que la constance des températures était assurée au moins à 1/10 degré près. Nous voyons d'après la courbe de la figure 39 qu'il s'en suit une variation de l'épaisseur optique inférieure à 1/100.

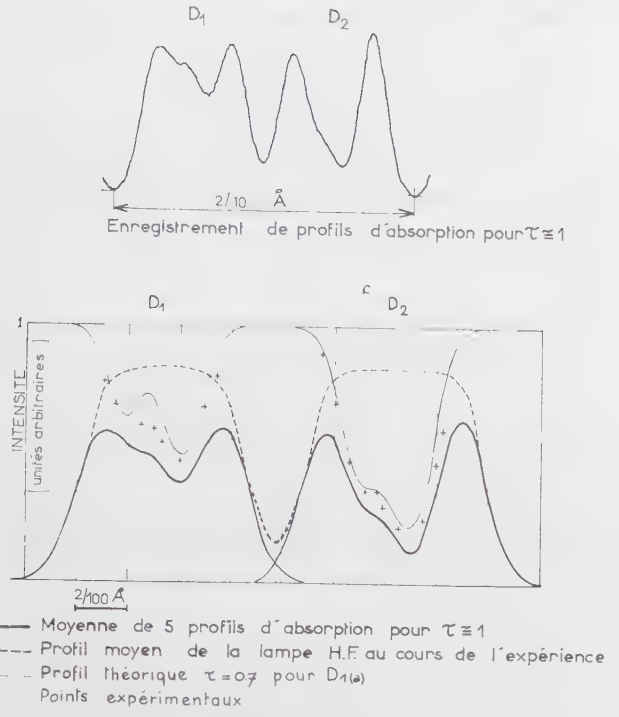


FIG. 40. — Profil expérimental et théorique du coefficient d'absorption pour $\tau(D_1(a)) = 0.7$.

d) *Mesure de τ_a, épaisseur optique de la cuve à absorption.*

Nous ne déduisons pas l'épaisseur optique de la température Θ_a du queusot de la cuve, car la moindre erreur dans la valeur absolue du point le plus froid de la cuve, entraînerait des erreurs inacceptables : si nous connaissons Θ_a au degré près, l'épaisseur optique n'est déterminée qu'à 10 % près.

Nous avons vu que l'épaisseur optique τ_a est obtenue en mesurant le facteur de réduction de la lumière émise par une cuve à résonance à température connue T_n après traversée de la cuve d'épaisseur optique τ_a. Nous avons déterminé expérimentalement les températures convenables pour que la forme de raie soit Doppler, et nous avons mesuré le rapport $D_2/D_1 = n$ de la lumière émise. La mesure du facteur de réduction se fait en trois étapes :

— évaluation du taux de lumière parasite (four à résonance froid) ;

— mesure du facteur de transmission des 2 voies : directe et absorbée (four à résonance chaud, four à absorption froid) ;

— mesure du facteur de réduction proprement dit (four à résonance chaud, four à absorption chaud).

Connaissant n, R et $\alpha = \sqrt{T_n/T_a}$ on peut, utilisant le réseau de courbes $R = F(\alpha, \tau_a)$ pour la valeur convenable de n, déterminer τ_a. Les mesures du facteur de réduction sur le four à résonance sont difficiles, car pour éviter que le profil de raie soit élargi nous opérons dans des conditions telles que le rapport signal sur bruit est faible $\sim 1/10$. R est en général mesuré avec une erreur de 2 à 4 %, donc τ_a est déterminé avec une imprécision de 2 à 4 %. L'erreur introduite par la mesure de D_2/D_1 est négligeable car les courbes $R = F(\alpha, \tau_a)$ varient peu avec la valeur de D_2/D_1.

e) *Mesure du facteur de réduction R sur le nuage.*

Nous avons présenté des enregistrements obtenus sur des nuages de K (fig. 30), mais pour exposer la façon dont sont faites les mesures, nous avons représenté schématiquement sur la figure 41 des enregistrements de trois types. Les grandeurs à mesurer sont :

— l'intensité due au fond du ciel : I_p ;

— le rapport de transmission des voies ;

— le facteur de réduction I/I_0.

La mesure du fond de ciel doit être faite dans les mêmes conditions de degré de dépression solaire et de sensibilité, et le plus près possible de la partie du nuage observée, car le ciel crépusculaire a une luminosité non-uniforme.

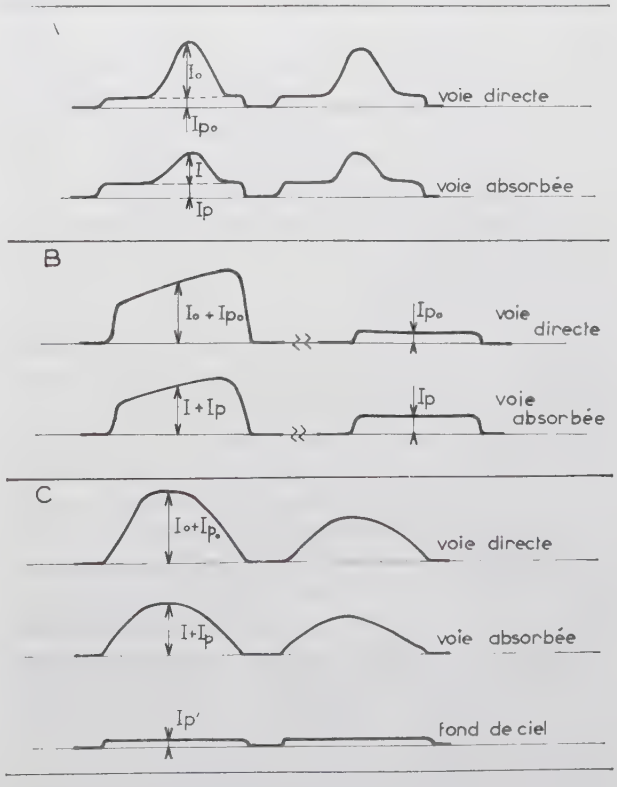


FIG. 41. — Schéma des enregistrements permettant la mesure du facteur de réduction.

— S'il s'agit d'un nuage de dimension angulaire inférieure au champ de l'appareil (fig. 41A), la mesure de la lumière parasite I_p est aisée, et la mesure du facteur de réduction, $R = I/I_0$, peut être faite immédiatement (au facteur de transmission près).

— Si le nuage occupe un très grand champ (fig. 41B) nous essayons dans la mesure du possible de pouvoir faire une mesure du ciel sur chaque « image » si ce n'est sur chaque « passage » ; mais si cela n'est pas possible, nous dépointons l'appareil toutes les quelques minutes pour enregistrer le signal du ciel. Il est alors nécessaire de tracer une courbe de l'évolution de l'intensité du ciel en fonction du temps, de façon à pouvoir à chaque instant corriger la mesure.

— Récemment nous avons ajouté à l'appareil une troisième voie destinée à la mesure du ciel (fig. 41C). La mesure est alors simplifiée ; la mesure de R s'obtient facilement si l'on a mesuré les facteurs de transmission respectifs des 3 voies.

Le rapport signal sur fond de ciel est variable. Il atteint des valeurs de l'ordre de 20 pour l'observation, au-delà de — 12° de dépression solaire, des nuages à haute altitude. L'observation des nuages à basse altitude ayant lieu pour des degrés de dépression solaire voisins de — 8° à — 10°, le rapport signal sur fond de ciel est plus faible et peut atteindre 10 et même 5. Mais il s'agit alors de nuage de faible diamètre angulaire (type A) et la mesure du ciel est faite de façon continue.

La mesure du rapport de transmission des voies pour tous les points du champ doit être faite dans les mêmes conditions de sensibilité que la mesure de R. Il est très facile de faire ces mesures sur le ciel aux environs de — 5°, — 6°, avant un tir du soir ou après un tir du matin. Dans le cas des nuages de sodium il a été nécessaire de vérifier que l'émission crépusculaire du sodium naturel, partiellement absorbée par la cuve à absorption, ne modifie pas ce rapport de transmission au moment des mesures, car la bande passante de l'appareil est très large (400 Å).

Les mesures du facteur de réduction peuvent ainsi être faites pour tous les points dans un champ de 10°, soit en 15 soit en 30 secondes, mais la précision des mesures de R prises individuellement est insuffisante (10 %). Il est nécessaire d'avoir, pour chaque point du nuage considéré, un grand nombre de mesures et l'écart moyen par rapport à la valeur moyenne peut atteindre alors quelques 1/100.

D'autre part, il est nécessaire de suivre l'évolution de R en un point du nuage pendant plusieurs minutes, pour vérifier que le facteur de réduction est stable.

f) *Détermination de la température.*

Connaissant les valeurs de R, D_2/D_1 et τ_a, le calcul de la température est immédiat s'il n'y a pas de correction à appliquer : si τ_a est connue à $d\tau_a$ près, on peut tracer les courbes $R = f(\alpha)$ pour les épaisseurs optiques τ_a et $\tau_a \pm d\tau_a$ et à toute valeur de $R(\pm dR)$ correspond une valeur de α donc de $T_n(\pm dT_n)$. Nous donnons un exemple de cette détermination sur la figure 42.

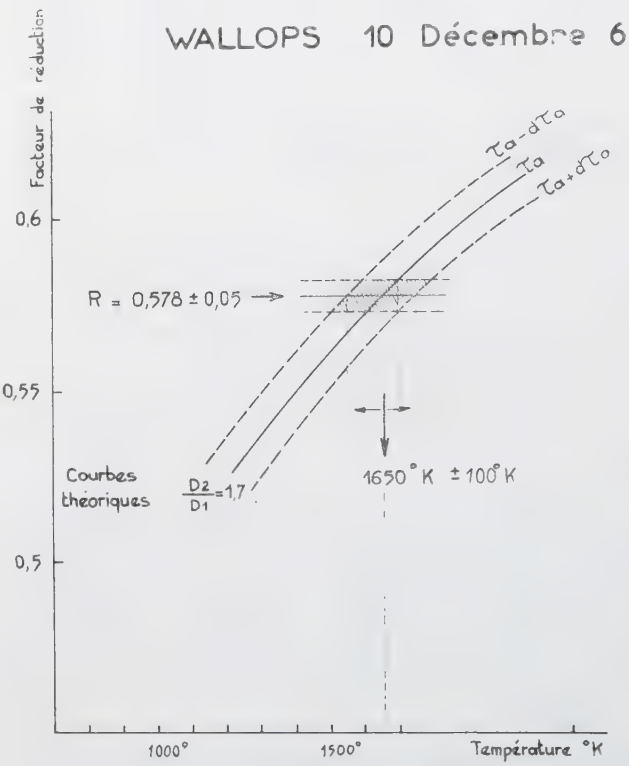


FIG. 42. — Détermination de la température à partir du facteur de réduction.

La mesure du facteur de réduction sur le nuage est faite en général à 1/100 près d'où une erreur sur la température de 3 à 4 %. Mais nous avons vu que l'épaisseur optique τ_a était déterminée seulement avec une précision de 2 à 4 %, ce qui entraîne sur la température une incertitude de 4 à 8 %. Ceci reste la source principale d'erreur.

D'autre part :

— Si D_2/D_1 est égal à la valeur théorique (1.7 pour Na) il est bon de s'assurer, cependant, qu'il n'y a pas lieu de faire une correction pour tenir compte de l'influence du vent.

— Si D_2/D_1 est proche de la valeur théorique (à 5 % près) on peut tenir compte de l'effet d'élargissement dû à la diffusion multiple (fig. 25) ou de

l'absorption du rayonnement excitateur (fig. 26) et déterminer une valeur correcte de la température. La dernière correction n'est possible que si des mesures de l'abondance et de l'altitude du sodium naturel ont été faites simultanément.

— Si D_2/D_1 est très différent de la valeur théorique (50 %), les corrections à apporter sont trop grandes, et il est nécessaire d'attendre l'évolution du phénomène.

Remarque : Lorsqu'on observe le nuage immédiatement après sa formation, et bien que les mesures de D_2/D_1 indiquent une très forte épaisseur optique, l'absorption du nuage est relativement grande. Le facteur de réduction qui devrait être voisin de 1 (valeur qu'il atteint d'ailleurs après ces premières minutes) prend des valeurs voisines de 0.5 (fig. 43). Nous pensons que cet effet peut être dû à trois causes différentes qui doivent exister successivement ou simultanément.

a) *Constante de temps d'équilibre thermique.*

Lorsqu'un nuage est formé (à une température de l'ordre de 500 °K) dans un milieu à 1000 ou 1500 °K, et où la fréquence de collision est $\sim 10^{-1}$ sec^{-1}, il ne se met en équilibre avec le milieu ambiant qu'après plusieurs minutes.

b) *Effet de jet atomique.*

Au moment où la réaction provoque l'émission de l'alcalin, les atomes sont animés de vitesses quasi-unidirectionnelles, et le profil des raies émises est très étroit, donc facilement absorbable. Mais il est vraisemblable que cet effet ne dure que quelques secondes.

c) *Déplacement Doppler* :

On observe que le nuage, immédiatement après sa formation, est entraîné dans la trajectoire de la fusée. Or, la vitesse de celle-ci peut atteindre 1 km/s, et la direction du vecteur vitesse est souvent proche de la direction d'observation (si l'observation se fait proche de la rampe de lancement).

Si l'on imagine le nuage animé d'une telle vitesse, cela entraînerait un déplacement de la raie de 20/1000 Å (à 6000 Å). Or, précisément, à ce moment, la densité du nuage est très forte et les raies émises sont certainement renversées. Supposons que le maximum de l'intensité se situe à une distance $\Delta\nu_D$ du centre de la raie ($\tau \sim 10$) cela correspond à une distance de 20 à 30/1000 Å par rapport au centre (pour le sodium entre 500 et 1000 °K) et le déplacement Doppler permet alors à la cuve absorbante d'absorber environ la moitié du signal.

CHAPITRE 2-3

RÉSULTATS

Avant d'exposer l'ensemble des résultats et de les discuter, nous allons décrire les différentes expériences auxquelles nous avons participé.

2.3.1. MESURES DE TEMPÉRATURE DANS LES LATITUDES MOYENNES

a) *Mesures à basse altitude, sur nuages de Na* 1959-1960.

— *en mars* 1959 *à Hammaguir* (lat. 31° N) Algérie.

Deux nuages de sodium ont été formés par l'émission de 4 kg de Na entre 90 et 170 km. Cette expérience était le premier essai, à la fois des fusées, de la méthode de formation des nuages et de l'équipement. Nous n'avons pu faire aucune mesure de température mais les mesures de D_2/D_1 et de R — obtenues par l'appareil à absorption photographique utilisé alors — ont montré une très forte diffusion multiple. Nous avons pu suivre l'évolution de R et D_2/D_1 en fonction du temps, mais l'épaisseur optique était encore trop grande à la fin des observations ($D_2/D_1 = 1.4$) pour en déduire une mesure de température [37].

— *en mars et juin* 1960 *à Hammaguir* (lat. 31° N).

Nous avons fait des essais d'émission de nuages Na — K, et Na — Li avec une faible proportion de Na, de façon à pouvoir faire des mesures de température sur le sodium. Nous avons utilisé pour la première fois un appareil à absorption photoélectrique à vapeur de sodium, mais nous n'avons pu en obtenir aucun résultat, la bande passante de l'appareil était trop grande. L'appareil à absorption photographique et les interféromètres ont donné les résultats suivants :

— Les mesures interférométriques faites sur des nuages Na — K (2 mars 1960) et Na — Li (16 juin 1960) ont permis la mesure des constantes de temps de disparition du sodium et du lithium [4].

— Des mesures de largeur de raie du doublet du sodium ont été possibles sur le nuage formé le 2 mars 1960 par l'émission continue de 280 g de sodium et 1 kg de potassium, de 90 à 190 km. L'étude de ce nuage a mis en évidence l'effet de

l'absorption du rayonnement solaire dans la couche de Na naturel [25]. Les mesures de température ont été corrigées de cet effet, d'où une précision médiocre mais convenable [38].

Cette expérience a suggéré que, pour éviter les effets de la diffusion multiple et de l'absorption dans la couche de Na naturel, il serait préférable de former un nuage contenant une quantité suffisante de sodium (1 à 3 kg) pour permettre le pointage, la restitution d'altitude et la mesure des vitesses de vents, et un autre alcalin en proportion plus faible (quelques 100 g) sur lequel seraient faites les mesures de largeur de raie. Nous avons choisi le potassium parce qu'il existe en très petite quantité dans l'atmosphère et parce que sa tension de vapeur à la température ordinaire est faible. Le fait que les raies D soient dans le rouge lointain ($\sim$ 7700 Å) n'est pas un obstacle car le nuage est rendu visible grâce au sodium. L'absorption de la raie D_2 par l'oxygène moléculaire est plus gênante : L'intensité à mesurer est ainsi divisée par 3 et les mesures d'épaisseur optique par l'intermédiaire de la polarisation et de D_2/D_1 ne sont pas possibles. Nous étudions l'évolution de l'épaisseur optique sur le doublet de Na et la quantité de potassium émise est choisie très faible, de façon à ce que la diffusion multiple soit négligeable.

b) *Mesures de température à haute altitude sur Na* 1960-1961.

Ces mesures ont été faites à Wallops Islands (Virginia U. S. A.) (lat. 37° N). Deux séries d'expériences ont eu lieu sur des nuages de sodium et ont donné d'excellentes mesures de température.

— 10 *décembre* 1960.

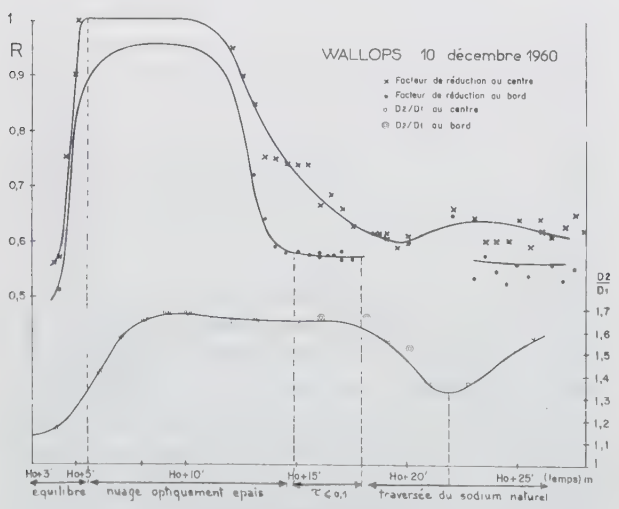


FIG. 43. — Mesures de température et de D_2/D_1 Wallops, Décembre 1960.

Une fusée Javelin a formé au crépuscule du soir, deux nuages ponctuels de Na, de 2 kg de Na chacun, l'un à l'altitude de 342 km visible pendant 45 minutes, l'autre à 633 km visible seulement une minute. Seul le premier nuage a pu donner des mesures ; la figure 43 montre les résultats des mesures simultanées de R et D_2/D_1. Les deux appareils mesurant R et D_2/D_1 n'étaient pas solidaires l'un de l'autre et les mesures ne correspondent pas aux mêmes points du nuage : pour l'interféromètre qui regarde le bord du nuage, l'épaisseur optique diminue très rapidement, mais la mesure de la température n'est possible que 14 minutes après le tir et pendant 4 minutes seulement, et indique une température de (1) *1650 °K $\pm$ 100 °K [39].

La courbe $R = f(t)$ de la figure 43 montre l'ensemble des phénomènes ayant une influence sur le facteur de réduction : période d'équilibre, diminution de l'épaisseur optique en fonction du temps, variation du centre au bord et influence de la couche de sodium naturel.

— 13 *septembre* 1961.

Le but de l'expérience était de comparer les températures à 200 et 400 km, aux crépuscules du matin et du soir, le même jour. Deux tirs ont eu lieu à —12° de dépression solaire le matin, et —10° le soir ; ils ont formé chacun deux nuages ponctuels de Na, l'un de 500 g à 210 km, l'autre de 5 kg à 410 km. L'observation des nuages a été rendue difficile pendant une partie de l'expérience, car les deux nuages se trouvaient partiellement dans la même direction d'observation. Les mesures n'ont pu être faites qu'en un nombre limité de points, et une grande partie des observations a été inutilisable. Nous disposions de deux appareils comprenant chacun un appareil à absorption et un interféromètre solidaires l'un de l'autre. Deux ensembles de mesures indépendants ont été obtenus pour chaque tir (fig. 44). Les résultats sont les suivants : [40].

ALTITUDE Km	T °K MATIN	T °K SOIR	ALCALIN UTILISÉ
210	* 1100 $\pm$ 150 °K	* 940 $\pm$ 60 °K	Na
410	* 1100 $\pm$ 100 °K	* 1010 $\pm$ 70 °K	Na

Ces mesures à haute altitude sont parmi les meilleures que nous ayions obtenues, malgré les

(1) Les valeurs des températures précédées d'un astérisque diffèrent des valeurs qui ont été publiées avant que le calcul de R, en tenant compte de la structure hyperfine, ait été fait.

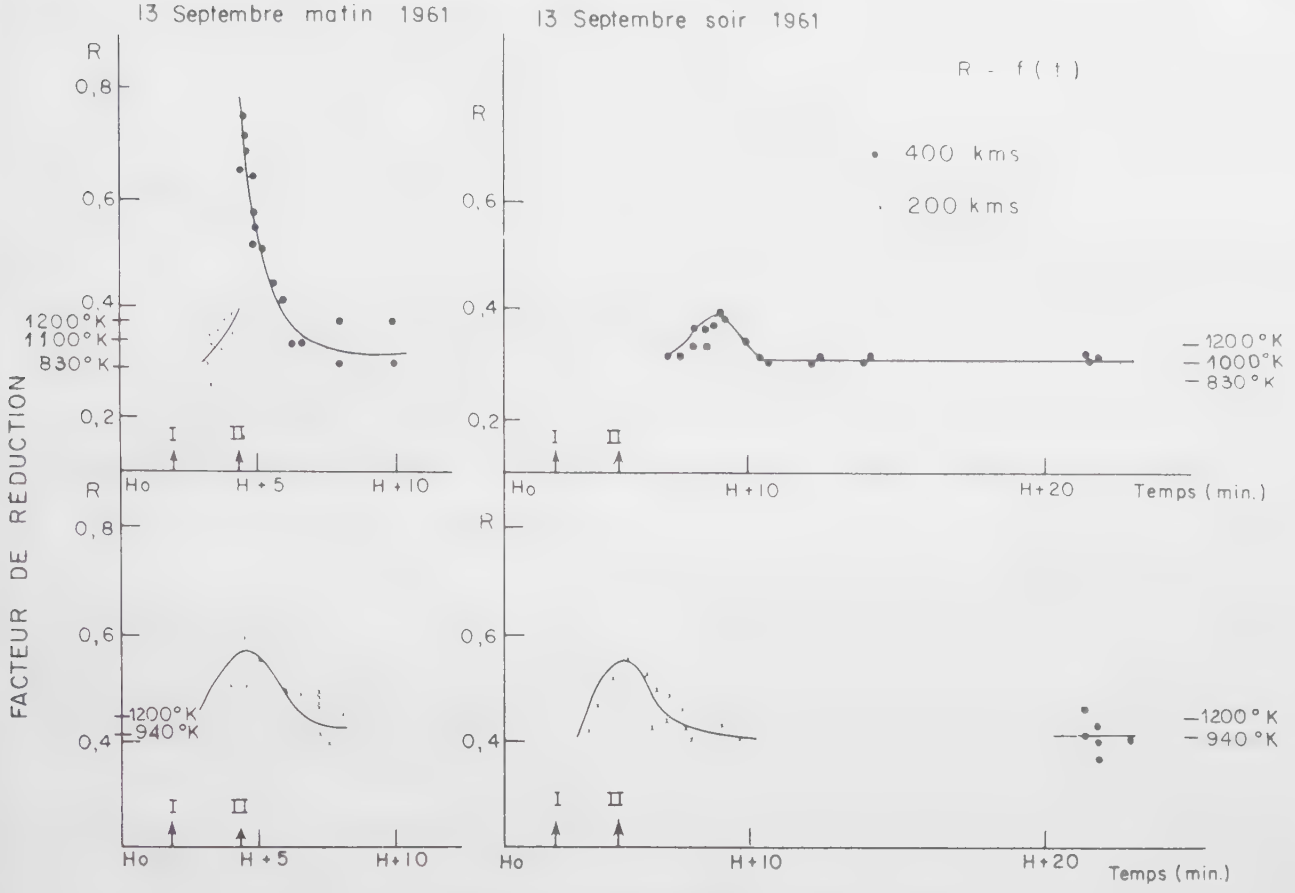


FIG. 44. — Mesures de température, Wallops, septembre 1961.

améliorations apportées à l'équipement depuis ces premières expériences.

c) *Mesures de T° à basse altitude sur nuages Na-K* 1961-1963.

Les premières mesures utilisant un nuage de potassium ont été faites le 9 décembre 1961 à Hammaguir. Les résultats sont peu précis mais acceptables :

ALTITUDE km	T °K	ALCALIN UTILISÉ
—	—	—
140 ± 5 km	425° ± 60 °K	K
160 ± 10 km	550° ± 60 °K	K

Les mesures d'épaisseur optique de la cuve à absorption ont dû être corrigées, car les sources utilisées pour exciter la résonance étaient renversées.

— *en juin* 1962 (*Hammaguir*).

Nous avons observé quatre nuages : 2 traînées continues de Na-K (2 kg Na, 1 kg K) et deux nuages ponctuels formés par une explosion et contenant 100 g de K. Nous avons obtenu un grand nombre de mesures entre 100 et 200 km [41] mais leur précision est très médiocre :

ALTITUDE km	TEMPÉRATURE °K	ALCALIN UTILISÉ POUR LA MESURE
—	—	—
115 ± 5 km	350° ± 100 °K	K
130 ± 5 km	340° ± 50 °K	K
145 ± 5 km	440° ± 140 °K	K
180 ± 5 km	860° ± 200 °K	K
190 ± 10 km	860° ± 150 °K	K

Cette imprécision est due à plusieurs causes :

— le rapport signal sur bruit était faible ~ 4 ;

— la quantité de potassium émise dans les traînées était trop grande (1 kg) et les premières minutes d'observation n'ont pas pu être utilisées ;

— les nuages créés par explosion ont pris des dimensions très grandes dès leur formation, et l'atmosphère à cette altitude n'étant pas iso-

therme (7 °K/km) nous mesurons une température moyenne sur 20 km.

D'une façon générale — et ceci est commun quel que soit l'alcalin utilisé — les mesures de température à basse altitude sont difficiles : l'observation a lieu sur un fond de ciel plus lumineux, la durée d'observation est réduite, la diffusion est lente et l'épaisseur optique évoluant lentement, la quantité d'alcalin à émettre est critique. Or le rendement de l'émission est variable et mal connu, et on ne peut se permettre de diminuer systématiquement les quantités d'alcalin par un facteur important, sans que le rapport signal sur bruit en souffre.

— Octobre-novembre 1962 *à Eglin — Air-Force Base. (Florida, U. S. A.).*

Nous avons participé à une série de tirs et nous avons tenté de faire des mesures à basse altitude (100-120 km) sur des nuages formés par une explosion contenant une molécule-gramme de K. La plupart de ces observations ont été faites au crépuscule du matin dans des conditions défavorables, le rapport signal sur bruit étant devenu trop faible au moment où l'épaisseur optique était convenable ; malgré le bon fonctionnement des appareils nous n'avons obtenu aucune mesure.

— Mai-juin 1963 *à Hammaguir* (*lat.* 31° *N*).

En mai deux traînées de Na-K-Ba (2 kg Na, 600 et 300 g K) ont été observé simultanément par deux appareils à absorption opérant l'un sur Na, l'autre sur K. Les résultats sont les suivants :

Date	Altitude km	Température	Alcalin utilisé pour la mesure
15 mai soir	108 ± 2 km	190 ± 30 °K	Na
	165 ± 15 km	605 ± 150 °K	—
21 mai soir	112 ± 3 km	265 ± 45 °K	Na
	165 ± 5 km	550 ± 60 °K	—
	165 ± 5 km	600 ± 30 °K	K

En juin, nous avons observé deux nuages de sodium, une traînée et un nuage ponctuel. Les deux nuages ont donné de bonnes mesures pour les raisons suivantes : La traînée de Na (du 12 juin) a été formée très tôt (— 5°) et est restée visible longtemps (33 minutes pour le sommet situé à 145 km) et l'émission destinée à former un nuage ponctuel le 14 juin a fonctionné avec un rendement faible et le nuage était optiquement mince dès sa formation.

Date	Altitude km	Température °K	Alcalin utilisé pour la mesure
12 juin soir	99 ± 2 km	170° ± 40 °K	Na
	112 ± 2 km	240° ± 40 °K	—
	127 ± 2 km	357° ± 80 °K	—
	145 ± 5 km	545° ± 80 °K	—
14 juin soir	180 ± 5 km	610° ± 90 °K	—

Toutes les mesures sur Na citées ci-dessus ont pu être faites sans avoir à être corrigées de l'effet dû au Na naturel, car les durées d'observation étaient suffisamment longues pour permettre de choisir le moment de la mesure. L'ensemble de ces mesures ne permet pas de conclure à l'utilisation systématique et exclusive de nuages de Na ou de K. La précison des mesures dépend des conditions particulières propres à chaque tir.

2.3.2. MESURES DE TEMPÉRATURE DANS LA ZONE AURORALE 1963

Simultanément avec les tirs d'Hammaguir (mai 1963) une série de tirs a été organisé à Fort-Churchill (Manitoba, Canada) (lat. géog. 58°5 N). Deux nuages de sodium ont été observés les 21 et 22 mai 1963 au crépuscule du soir. Pendant les 70 minutes d'observation, de bonnes mesures de R ont été obtenues lors des 2 tirs ; le rapport D_2/D_1 a été mesuré seulement le 22 mai, et les photographies du nuage permettant l'identification du point du nuage observé, sont excellentes jusqu'à la disparition du phénomène (fig. 45) [42].

Les mesures ont montré que *dans des conditions géomagnétiques calmes*, les températures obtenues sont identiques à celles obtenues aux latitudes moyennes :

Date	Altitude km	Température °K	Alcalin utilisé
21 mai 63 soir	120 ± 5 km	340 °K ± 50 °K	Na
22 mai 63 soir	120 ± 5 km	340 °K ± 50 °K	—
	130 ± 5 km	380 °K ± 50 °K	—

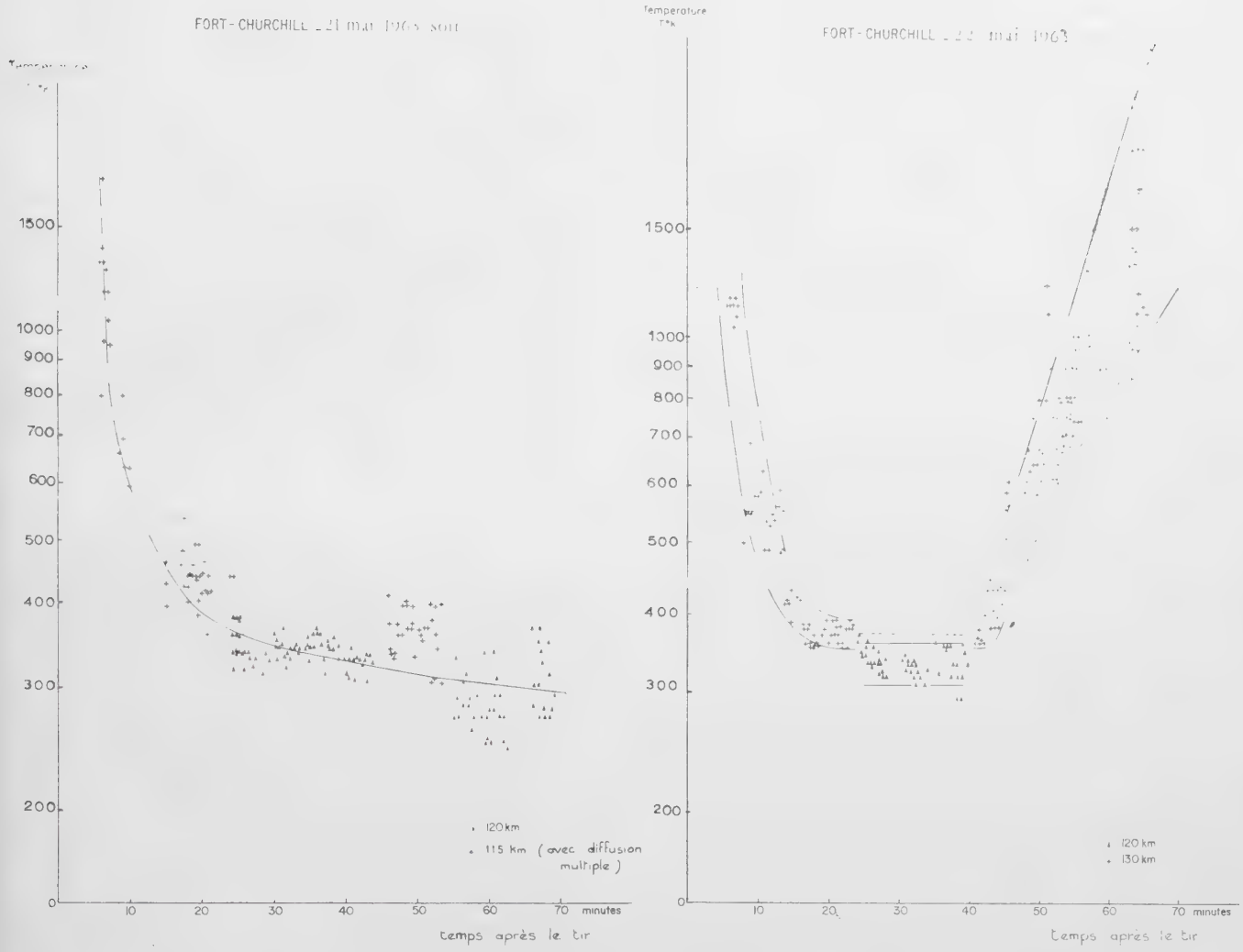


FIG. 45. — Mesures de température, Fort-Churchill, 21-22 mai 1963.

Les mesures du 21 mai soir semblent montrer — dans la limite de précision des mesures — une décroissance de la température de 360° à 300 °K à 120 km quand l'angle de dépression solaire varie de — 9° à — 11°.

Le 22 mai soir, après 44 minutes d'observation pendant lesquelles les valeurs de température mesurées sont compatibles avec les mesures faites aux latitudes moyennes, nous avons observé un brusque échauffement de $380° \pm 10$ °K à $* 1600° \pm 250$ °K pendant 25 minutes [42]. Bien que la dispersion des mesures soit assez grande après les 50 premières minutes d'observation, ce changement est d'un ordre de grandeur supérieure à la dispersion, et nous ne pouvons pas expliquer ce phénomène par une erreur expérimentale. D'autre part pendant le même intervalle de temps le coefficient de diffusion à la même altitude présente une augmentation compatible avec l'augmentation de température. Un tel changement dans le coefficient de diffusion pourrait s'expliquer par une élévation du nuage de 10 km en altitude, mais cela entraînerait une augmentation de température de 75 °K.

Nous croyons que ce phénomène est réel, et doit se produire assez fréquemment dans la zone aurorale. En effet, un tel échauffement nécessite une énergie de 2.10^{-5} erg.cm^{-3}.sec^{-1} et il est habituel d'observer des phénomènes auroraux produits par de telles énergies. Par exemple, une précipitation d'électrons de 10 KeV avec un flux de 1 erg.cm^{-2}.sec^{-1} produirait un tel échauffement et de telles précipitations sont observées de façon habituelle à cette latitude géomagnétique.

Nous avons tenté de voir s'il existait des corré-

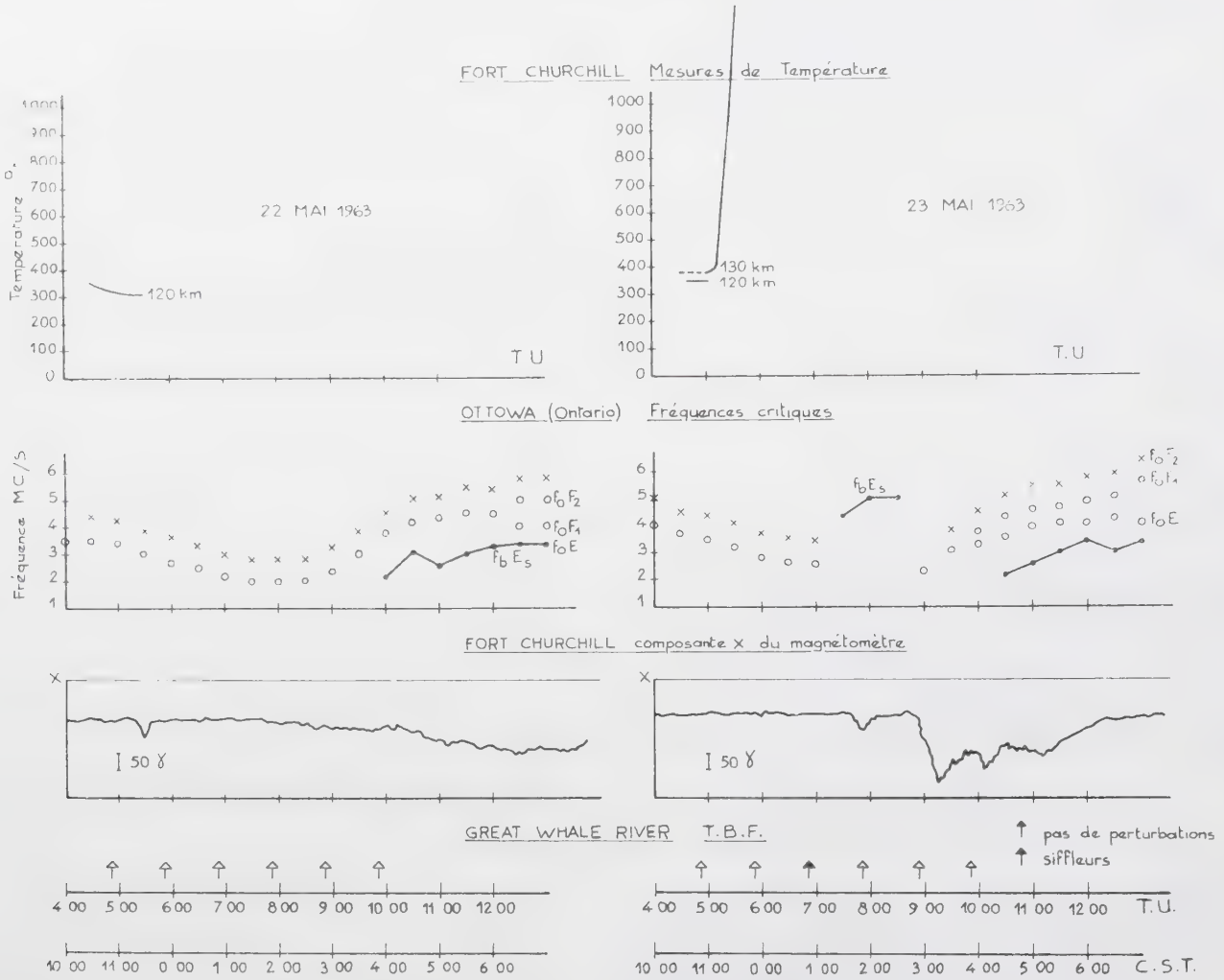


Fig. 46.— Variation de quelques paramètres géophysiques, 21-22 mai 1963

lations entre cet échauffement et d'autres phénomènes géophysiques. Les résultats sont les suivants :

a) les mesures de photométrie à 6 300 Å et 5 577 Å durant les deux nuits du 21 et 22 mai n'ont indiqué aucune émission aurorale ;

b) les spectres T. B. F. enregistrés durant les deux nuits n'ont montré aucun phénomène notable excepté pendant les deux heures suivant le chauffage observé où les enregistrements montrent des perturbations : discrètes ;

c) les magnétogrammes obtenus à Fort-Churchill durant les deux nuits indiquent une situation magnétique calme excepté trois heures après le chauffage observé : l'amplitude de la perturbation étant de 200 γ ;

d) les mesures des fréquences critiques faites à Ottawa montrent la présence d'une couche E sporadique occultante 2 heures et demie après l'échauffement observé (ce phénomène est peu fréquent pendant la nuit).

L'ensemble de ces mesures est indiqué sur la figure 46. Il est difficile de conclure à une relation de cause à effet entre ces différentes perturbations. Nous pouvons seulement dire que nous avons observé un aspect des perturbations de la haute atmosphère dans la zone aurorale.

2 3.3. COMPARAISON DE LA TEMPÉRATURE ÉLECTRONIQUE ET DE LA TEMPÉRATURE DES GAZ NEUTRES

Le but de l'expérience était de tenter une comparaison des températures des électrons, des ions et des gaz neutres entre 200 et 400 km aux crépuscules du matin et du soir. Les mesures de températures électroniques et ioniques étaient

faites par un piège à électrons et une sonde de Langmuir par R. Bourdeau du Centre Goddard de recherches spatiales de N. A. S. A. [43]. La température des gaz neutres était mesurée sur deux nuages de Na ponctuels de 100 g à 200 km et 2 kg 5 à 400 km, par deux appareils à absorption indépendants.

Deux expériences ont eu lieu le 11 avril au soir et le 13 avril au matin. Un seul profil de température électronique a été obtenu (le 13 avril). Les températures ioniques n'ont pas pu être mesurées, par contre les températures des gaz neutres ont été mesurées et ont donné les résultats suivants :

Date	Altitude km	Température °K	Alcalin utilisé
11 avril 64	190 ± 5 km	580° ± 40 °K	Na
	320 ± 5 km	580° ± 40 °K	—
13 avril 64	180 ± 10 km	560° ± 40 °K	—
	180 ± 10 km	530° ± 50 °K	—

La figure 47 montre ces résultats et le profil de température électronique. En outre, une mesure de température a été faite à 147 km sur l'oxyde d'aluminium [44] et est portée sur cette courbe.

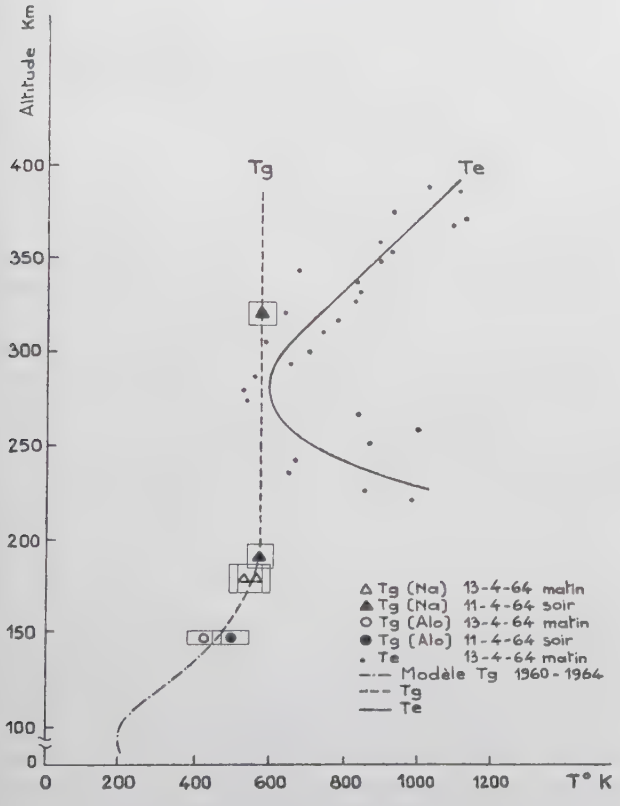


Fig. 47. — Comparaison de la température cinétique et électronique, Hammaguir, avril 1964.

2.3.4. DISCUSSION SUR LES RÉSULTATS

En résumé nous avons observé les faits suivants :

a) entre 100 et 140 km la température croît avec l'altitude (~ 7 °K/km) et cette variation est indépendante du cycle solaire (fig. 48) ;

b) au-dessus de 200 km (et jusqu'à 500 km) l'atmosphère est isotherme et la température varie avec l'activité solaire (fig. 49) ;

c) entre 140 et 200 km le gradient de température varie en fonction du cycle solaire, et pour la période considérée (1960-1964) il décroît de 10 °K/km à 5 °K/km ;

d) il ne semble pas y avoir de différence de température entre les latitudes moyennes, et la latitude de la zone aurorale, dans des conditions géomagnétiques calmes ;

e) les perturbations de l'atmosphère dans la zone aurorale s'accompagnent d'un chauffage de l'ionosphère.

Ces mesures de température des gaz neutres faites au cours des années 1960-1964 nous ont permis de construire un réseau de courbes expérimentales de la température en fonction de l'altitude et du cycle solaire (fig. 48 et 49). Ces données ont été utilisées par Harris et Priester pour définir un modèle atmosphérique [45].

Notre méthode permet actuellement des mesures de température à 5 % près. Il serait souhaitable d'améliorer la mesure de l'épaisseur optique qui est la principale source d'erreur. Cependant, entre 100 et 200 km, la détermination de l'altitude à 5 % près et l'étendue du nuage sur quelques dizaines de km dans une atmosphère non isotherme constituent les limites de la méthode. Cette précision peut être améliorée en formant des nuages ponctuels et très peu denses de façon à faire des mesures dès que l'équilibre thermique est atteint.

Comparaison avec les mesures faites par d'autres méthodes :

Des mesures spectroscopiques des températures de rotation des bandes négatives de N^{2+} dans les aurores, et des largeurs Doppler des raies crépusculaires et nocturnes ont été étudiées par Hunten [46, 47]. Elles présentent l'inconvénient commun de manquer de précision à cause de la difficulté de déterminer l'altitude d'émission, et de l'étendue en altitude du phénomène. D'autre part, il est possible que certaines températures

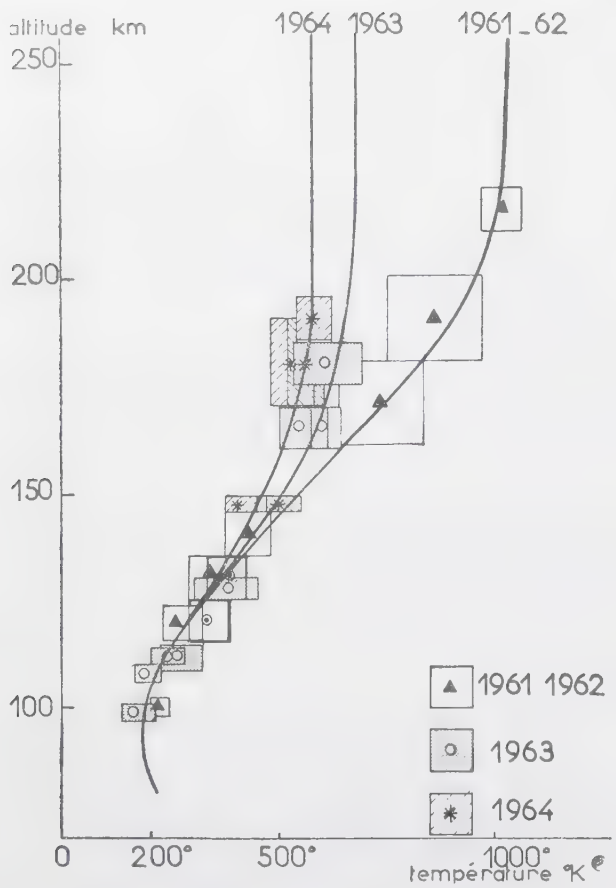


Fig. 48. — Mesures de température de 1960 à 1964, de 100 à 200 km.

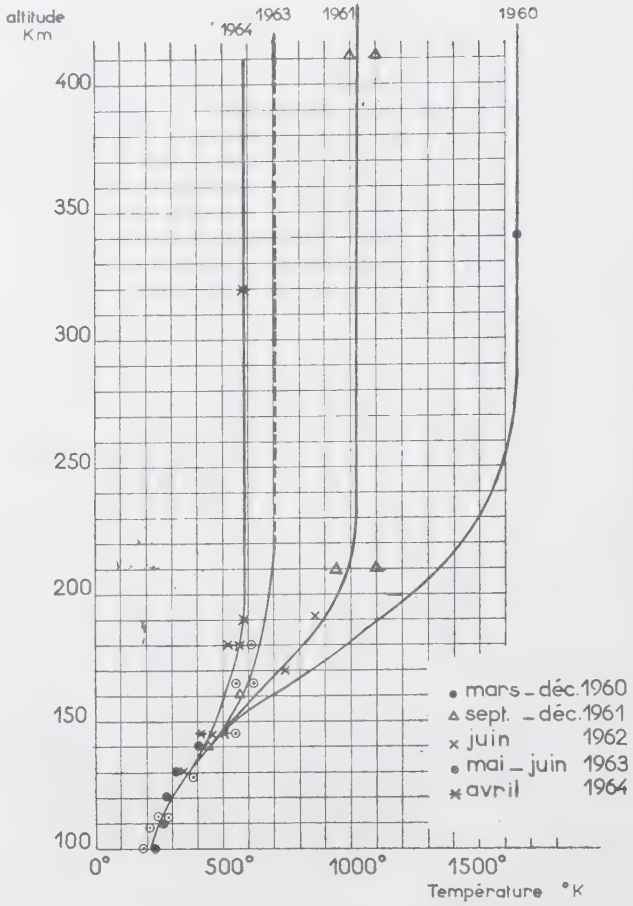


Fig. 49. — Mesures de température de 1960 à 1964, et 100 à 400 km.

ainsi mesurées ne correspondent pas à des températures cinétiques.

Depuis 1962, le service d'Aéronomie a mis au point une méthode de mesure de la température à partir de la fluorescence de la molécule AlO [48]. Des mesures ont été faites et sont en assez bon accord avec nos résultats. Actuellement la précision des mesures est de l'ordre de 10 %, mais elle pourrait atteindre quelques % avec un spectrographe de meilleure résolution. Il est possible qu'entre 120 et 200 km des mesures plus précises puissent être obtenues avec cette méthode, mais celle-ci n'est vraisemblablement pas utilisable au-dessus de 200 km, car les fréquences de collision sont trop basses. D'autre part, la précision de la mesure d'altitude est, comme dans le cas des nuages alcalins, de l'ordre de 5 % ; cette méthode présente l'avantage de permettre les mesures sur un nuage quelques minutes après sa formation, mais si celui-ci est formé par une explosion, les dimensions du nuage atteignent quelques dizaines de km au moment où l'observation est possible. Les limites sont donc à peu près identiques à celles citées précédemment.

Enfin une méthode récemment mise au point indépendamment à l'Université de Michigan par Spencer et Taylor, [49] et à l'Université de Minneapolis [50] utilise un spectrographe de masse en fusée et permet de mesurer en fonction de l'altitude les densités des différents constituants atmosphériques et la température ambiante. Les résultats publiés sont en bon accord avec nos mesures.

Conclusion

Nous avons montré au cours de cette étude comment et dans quelles conditions les propriétés de la lumière de résonance émise par un nuage artificiel d'alcalin nous renseignent sur les paramètres de la haute atmosphère. En particulier nous avons vu comment la mesure de la largeur des raies par la méthode d'absorption nous permet de mesurer la température de la haute atmosphère.

Les mesures obtenues ont été les premières mesures systématiques de la température des gaz neutres entre 100 et 500 km ; elles assurent la liaison entre les mesures de la température par mesure de la vitesse du son [51] (possibles au-dessous de 100 km) et les mesures de températures électroniques et ioniques par satellites à des altitudes supérieures.

Les résultats obtenus ont permis de définir un modèle de température ionosphérique en fonction de l'altitude et du cycle solaire.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Service d'Aéronomie du C. N. R. S. au cours des années 1959-1965.

Je suis heureuse d'exprimer ma reconnaissance à M. J. E. Blamont qui, m'ayant proposé le sujet de ce travail, a constamment dirigé mes recherches.

C. Cohen-Tannoudji, T. M. Donahue et G. Thomas m'ont initiée au calcul du transfert de rayonnement. G. Courtès et P. Coufleau ont contribué à la définition des dispositifs expérimentaux, optiques et électroniques. G. Cornet et C. Hallier m'ont aidée à construire les appareils ; J. P. Schneider, et également J. Bereyziat, J. F. Brun, A. Roussin et F. Syda ont participé aux expériences sur les champs de tir : je les remercie ainsi que tous les chercheurs et les techniciens du laboratoire pour leur amicale collaboration.

Des moyens importants, indispensables à la conduite des expériences (fusées, champs de tir) ont été mis à notre disposition par le Comité d'Action Scientifique de la Défense Nationale qui a organisé les premiers tirs en 1959, par le Comité des Recherches Spatiales de 1960 à 1962, puis par le Centre National d'Études Spatiales. Aux États-Unis l'U. S. Air-Force et National Aeronautics and Space Administration nous ont offert des facilités analogues, et je remercie tout particulièrement M. Dubin de N. A. S. A. d'avoir organisé les expériences qui ont eu lieu à Wallops Islands et à Fort-Churchill.

Manuscrit reçu le 15 *juillet* 1965.

RÉFÉRENCES

[1] Bernard R., 1938, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **206**, 448.
[2] Bricard J. et Kastler A., 1944, *Ann. Geophys.*, **1**, 53.
[3] Bricard J., Kastler A. et Robley R., 1949, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **228**, 1601.
[4] Blamont J. E., Lory M. L. et Courtes G., 1960, *Ann. Geophys.*, **16**, 435.
[5] Thomas G. E., 1963, *J. Geophys. Res.*, **67**, 2639.
[6] Thomas G. E., 1962, Ph. D. Thesis University of Pittsburgh (non publié).
[7] Chandrasekhar S., 1952, Radiative Transfert (Dover Publications), New-York.
[8] Kourganoff V., 1952, Basic Method in Transfert Problems, Oxford University Press.
[9] Sobolev V. V., 1963, A Treatise on Radiative Transfer, Van Nostrand Company, New-York.
[10] Thomas R. N., 1957, *Ap. J.*, **125**, 260.
[11] Jefferies J. T. et White O. R., 1960, *Ap. J.*, **132**, 767.
[12] Holstein T., 1947, *Phys. Rev.*, **72**, 1212.
[13] Sobolev V. V., 1957, *Soviet Astron. J.* **1**, 678.
[14] Minnaert M., 1953, The Sun, édité par G. P. Kuiper, University of Chicago Press.
[15] McNutt D. P. et Mack J. E., 1962, *J. Geophys. Res.*, **68**, 3419.
[16] Allen C. W., 1963, Astrophysical Quantities 2e édition, The Athlone Press, University of London.
[17] Buschinger J., 1959, Diplôme d'Études Supérieures (non publié).
[18] Crotte J. M., 1961, Diplôme d'Études Supérieures (non publié).
[19] Cohen-Tannoudji C., 1960, Communication privée.
[20] Vassy A. et E., 1959, *Planet Space Sci.*, **2**, 71.
[21] Cooper C. D., Manring E. et Bedinger J. F., 1958, *J. Geophys. Res.*, **63**, 369.
[22] Sullivan H. M. et Hunten D. M., 1964, *Canad. Journ. of Phys.*, **42**, 937.
[23] Donahue T. M. et Resnick R., 1955, *Phys. Rev.*, **98**, 1622.
[24] Blamont J. E., 1956, The Airglow and the Aurorae (édité par E. B. Amstrong et A. Dalgarno) p. 99. Pergamon Press, London.
[25] Donahue T. M., Blamont J. E. et Lory M. L., 1961, *Plan. Space Sci.*, **5**, 185.
[26] Blamont J. E., Donahue T. M. et Stull V. R., 1958, *Ann. Geophys.*, **14**, 253.
[27] Chabbal R. et Jacquinot P., 1961, *Rev. Opt.*, **40**, 157.
[28] Mitchell A. C. G. et Zemansky M. W., 1934, Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge Univ. Press.
[29] Zehden W., 1933, *Zeitschr. für Physik*, **85**, 555.
[30] Lory-Chanin M. L. et Luton J. M. (à paraître).
[31] Gal P. Y., 1960, Diplôme d'Études Supérieures, (non publié).

[32] Babillot M., 1961, Diplôme d'Études Supérieures (non publié).
[33] Jacquinot P. et Dufour C., 1948, *J. Rech. Centre Nat. Rech. Sci.* ; Lab. Bellevue, Paris, **6**, 91.
[34] Blamont J. E. et Baguette J. M., 1961, *Ann. Geophys.*, **17**, 319.
[35] Henry C., 1964, Thèse de 3e cycle (non publiée).
[36] Handbook of Chemistry and Physics, 1963, publié par Chemical Rubber Publishing Co. U. S. A.
[37] Blamont J. E., 1960, *C. R. Acad. Sc., Paris*, **250**, 567.
[38] Blamont J. E., Donahue T. M. et Lory M. L., 1961, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 403.
[39] Blamont J. E., Lory M. L., Schneider J. P. et Courtes G., 1961, *Space Res.* No. 11, Proc. Second Intern. Space Sci. Symp.
[40] Blamont J. E. et Lory M. L., 1962, *Space Res.* No. 111, Proc. Third Intern. Space Sci. Symp.
[41] Blamont J. E. et Lory M. L., 1963, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, **257**, 1135.
[42] Blamont J. E. et Lory M. L., 1964, *Nature*, **201**, 593.
[43] Bourdeau R. E. et Bauer S. J., 1962, *Space Res.* No. 111, Proc. Third Intern. Space Sci. Symp.
[44] Authier B., 1965, *Ann. Geophys.*, **2**, 273.
[45] Harris I. et Priester W., 1962, *J. Geophys. Res.*, **67**, 4585.
[46] Hunten D. M., 1960, Communication, Symposium on Aeronomy Copenhagen.
[47] Turgeon E. C. et Sheperd C., 1962, *Planet. Space Sci.*, **9**, 295.
[48] Authier B., Blamont J. E. et Carpentier C., 1962, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **255**, 1974.
[49] Spencer N. W., Brace L. H., Carignan C. R., Taeusch D. R., Niemann H., juin 1965, *J. Geophys. Res.* (à paraître).
[50] Hedin A. E., Avery C. P. et Tschetter C. D., 1964, *Geophys. Res.*, **69**, 4637.
[51] Stroud W. G., Nordberg W. et Walsh J. R., 1956, *J. Geophys. Res.*, **61**, 45.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction 1

Première Partie : Émission des raies de résonance par un nuage artificiel alcalin 2

Chapitre 1.1. — Production des nuages artificiels 2
Diffusion et disparition par recombinaison. Équilibre thermique avec l'atmosphère 3

Chapitre 1.2. — Détermination du nombre d'atomes excités 4
Valeur des constantes utilisées dans le calcul 8

Chapitre 1.3. — Propriétés physiques de la lumière émise 9
a) Structure théorique des raies 9
b) Perturbation par diffusion multiple 11
c) Vérification expérimentale 15

Chapitre 1.4. — Excitation du nuage 18
Perturbation de l'excitation par la présence d'éléments naturels 18
Durée d'observation 19

Deuxième Partie : Mesures de température par absorption des raies de résonance 20

Chapitre 2.1. — Absorption des raies de résonance, mesure de la largeur de la raie 20
2.1.1. Exposé de la méthode 20
2.1.2. Expression du facteur de réduction 21
a) Dans le cas d'une raie simple 21
b) Influence de la structure hyperfine 22
c) Influence de la diffusion multiple 25
d) Influence de l'absorption par les éléments naturels 25
e) Influence de la vitesse des vents ionosphériques 26

Chapitre 2.2. — Méthode de mesure 27
2.2.1. Description de l'équipement 27
a) Appareil à absorption 27
b) Source de résonance 29
c) Interféromètres 30
2.2.2. Mesures 31
a) Mesure de l'altitude et de la vitesse des vents 31
b) Mesure de D_2/D_1 et contrôle de l'état de diffusion multiple 31
c) Choix de l'épaisseur optique de la cuve à absorption τ_a 31
d) Mesure de τ_a 33
e) Mesure du facteur de réduction R 33
f) Détermination de la température 34

Chapitre 2.3. — Résultats 35
2.3.1. Mesures de température dans les latitudes moyennes 35
2.3.2. Mesures de température dans la zone aurorale 38
2.3.3. Comparaison de la température électronique et de la température des gaz neutres 40
2.3.4. Discussion sur les résultats 41

Conclusion 42

Références 43

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les radio-sources quasi-stellaires

VU ET APPROUVÉ
Paris, le 6 Juillet 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences
M. ZAMANSKY

VU ET PERMIS D'IMPRIMER
Le Recteur de l'Académie de Paris
J. ROCHE

Imprimerie TAFFIN-LEFORT, à Lille (France). — *Published in France.*